



UNIVERSIDAD  
DE CANTABRIA

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS  
INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

**TESIS DOCTORAL**

**Contribuciones basadas en la  
dispersión estimulada de Brillouin en  
fibras ópticas para sensores  
distribuidos y láseres**

Autor: Ángel Ullán Nieto  
Director: José Miguel López Higuera

SANTANDER, 2013

# UNIVERSIDAD DE CANTABRIA

## ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

### DEPARTAMENTO DE TECNOLOGÍA ELECTRÓNICA, INGENIERÍA DE SISTEMAS Y AUTOMÁTICA

#### TESIS DOCTORAL

Presentada por: Ángel Ullán Nieto  
Licenciado en Ciencias Físicas

Para acceder al título de: Doctor por la Universidad de Cantabria

Dirigida por: José Miguel López Higuera  
Doctor Ingeniero de Telecomunicación

Santander, 2013

Tesis Doctoral: **Contribuciones basadas en la dispersión estimulada de Brillouin en fibras ópticas para sensores distribuidos y láseres.**

Autor: **Ángel Ullán Nieto**  
Aspirante a Doctor Licenciado en Ciencias Físicas

Director: **José Miguel López Higuera**  
Catedrático de Universidad  
Universidad de Cantabria

Tribunal que juzgó la Tesis Doctoral:

Presidente: .....

.....

Vocal 1: .....

.....

Vocal 2: .....

.....

Vocal 3: .....

.....

Secretario: .....

.....

El tribunal acuerda otorgarle la calificación de:.....

Santander, a ..... de ..... de 2013.

# Prólogo

Las fibras ópticas se han convertido en uno de los mecanismos más eficaces de transmisión de información en la actualidad, implantándose masivamente en las redes de comunicaciones desde hace años a nivel mundial. Además son utilizadas en un gran número de aplicaciones relacionadas con diferentes campos de la ingeniería, como la monitorización de la salud estructural en construcciones de ingeniería civil. Esta tesis doctoral trata sobre el fenómeno de la dispersión Brillouin en fibras ópticas y su aplicación tanto en el campo de la ingeniería civil como en el de las telecomunicaciones. La dispersión Brillouin es un fenómeno no lineal que tiene lugar cuando una onda óptica interacciona con el medio en el que se propaga, en este caso la fibra, dando lugar a una onda dispersada, conocida como onda Stokes, de frecuencia menor que la onda original. Este fenómeno depende fundamentalmente de dos factores: la potencia de la onda óptica y las propiedades estructurales de la fibra. El primero determina la intensidad del fenómeno y el segundo sus características, es decir, el salto en frecuencia que sufrirá la onda dispersada. Desde el punto de vista clásico, la dispersión Brillouin es interpretada como la reflexión parcial de una onda óptica al interactuar con una onda acústica en movimiento, con el consiguiente corrimiento en frecuencia de la onda reflejada debido al efecto Doppler. Desde un punto de vista cuántico, el proceso se interpreta como la interacción entre una onda y el medio donde la primera pierde parte de su energía para invertirla en la creación de un fonón, es decir, una onda acústica que se propaga por la fibra, y la creación de una segunda onda, la onda Stokes, contra propagante y con una frecuencia que difiere de la de la onda incidente el valor de la energía del fonón dividido por la constante de Planck. Las características intrínsecas de la fibra determinan el valor del salto en frecuencia, pero éste también es función de parámetros externos como la temperatura o la elongación a la que está sometida. Esta propiedad de la dispersión Brillouin es utilizada para desarrollar sensores de fibra óptica basados en este fenómeno. Cuando los factores externos no varían o son controlables, la dispersión Brillouin también puede ser utilizada para generar espectros ópticos multilinea, donde todas las líneas son muy estrechas, están muy próximas y son equidistantes entre sí, con una gran estabilidad en longitud de onda, lo que resulta muy útil para desarrollar láseres de nueva generación empleados en la transmisión de información mediante sistemas de multiplexación densa en longitud de onda. Además, durante el proceso de dispersión Brillouin se produce una transferencia de energía de la onda original a la onda Stokes, por lo que también es utilizado como mecanismo de amplificación. Para ello es necesario introducir dos señales ópticas en la fibra, contra propagantes y separadas en

frecuencia el valor del salto en frecuencia Brillouin de la fibra por la que se propagan, induciéndose así el proceso de dispersión Brillouin estimulada, mediante el cual una parte de la energía de la onda con mayor frecuencia es transferida a la onda con menor frecuencia, que resulta por tanto amplificada. Típicamente el ancho de la curva de ganancia en este proceso es de unas decenas de Mega Hertzios, por lo que también se utiliza para desarrollar amplificadores o filtros activos muy selectivos en el dominio óptico. En esta tesis se presentarán y discutirán las contribuciones más significativas fruto de los trabajos doctorales efectuados.

# Agradecimientos

---

El trabajo desarrollado durante este periodo pre-doctoral, descrito en este trabajo de tesis, ha sido posible gracias a la financiación aportada por el Gobierno de España a través de los proyectos “Estructuras para sensores fotónicos I(PSS)” (TEC2007-67987-C02-01) y “Technologies for optical fiber sensing (TFS)” (TEC2010-20224-C02-02).

Asimismo, quiero agradecer su apoyo y consejo durante este tiempo a José Miguel López Higuera, director de esta tesis y la persona que depositó su confianza en mí hace ya 4 años. También me gustaría expresar mi sincero agradecimiento a Manuel López-Amo Sainz y Alayn Loayssa de la Universidad Pública de Navarra, por el trato recibido y por dirigir mi trabajo durante las dos estancias realizadas en su grupo, no sin olvidarme de todos y cada uno de sus miembros que me acogieron amablemente en su seno, facilitándome al máximo la adaptación al nuevo lugar de trabajo. Quiero agradecer especialmente su ayuda y apoyo a Mikel, Sergio, Montse, Daniel, Rosana y Ander, con quienes trabajé más cercanamente.

Igualmente quiero expresar mi agradecimiento hacia todos los miembros, actuales y antiguos, del Grupo de Ingeniería Fotónica, siempre dispuestos a echarme una mano y a colaborar en la medida de sus posibilidades. Desde los primeros con los que coincidí a mi llegada, todavía en los antiguos despachos y laboratorios, Fran, Junior, Pedrito, Manu, Alberto, Nicolás, Ana, Bea y Maria (que me hizo un hueco en su despacho el primer día), pasando por los que se unieron a nosotros durante este periodo, Paula, Santos, Manu T. y Hany, y hasta los últimos en llegar, Rubén y Alma, además de algunos “proyectandos” muy presentes como Alba y Fran Arribas, a todos ellos, Gracias! Sin olvidar a los compañeros que trabajan en el desarrollo de proyectos, con los que siempre se pasan buenos ratos en el laboratorio, Jose, JR, Pedro y Roberto. Igualmente los profesores del grupo, Chus, Antonio, Mauro, Fran M, Adolfo y Olga han sido siempre un apoyo, y su disposición para ayudar y aclarar conceptos ha sido siempre la mejor. Finalmente, quiero recordar y agradecer especialmente su ayuda a Marian y Carlos, con quienes he colaborado más estrechamente.

Por último, y por encima de todo, quiero dar las gracias a mi familia, especialmente a mis padres y a Marie, por su paciencia, su ayuda y su comprensión durante estos 4 años, y muchos más. Sabéis que sin vosotros nunca lo habría conseguido.

# Términos

---

$\alpha$ : coeficiente de atenuación de las ondas ópticas en una fibra.

$\beta_T$ : coeficiente de compresibilidad isotérmico

$\epsilon$ : permitividad dieléctrica

$\epsilon$ : elongación relativa

$\Gamma_B$ : coeficiente de amortiguamiento acústico en la Sílice

$\gamma$ : coeficiente de electrostricción

$h$ : constante de Planck ( $6.626 \times 10^{-34}$  J·s =  $4.135 \times 10^{-15}$  eV·s)

$k$ : vector de ondas de la radiación óptica

$k_B$ : constante de Boltzmann ( $1.380 \times 10^{-23}$  J/K)

$\lambda$ : longitud de onda

$n$ : índice de refracción

$p_{12}$ : coeficiente elasto-óptico longitudinal de la fibra óptica

$\rho$ : densidad del medio

$T_S$ : temperatura de ablandamiento

$\tau_B$ : tiempo de vida media de los fonones ( $=1/\Gamma_B$ )

$\nu$ : frecuencia de la radiación óptica

$\nu_B$ : salto en frecuencia por dispersión Brillouin respecto a la frecuencia del bombeo ( $=\omega_B/2\pi$ )

$V_A$ : velocidad de los fonones acústicos en la fibra

$\omega_B$ : frecuencia angular del fonón involucrado en la dispersión Brillouin.

# Definiciones

---

**Dispersión:** en este texto se tratará como dispersión el fenómeno (mencionado generalmente con la palabra inglesa *scattering*) por el cual un porcentaje de un conjunto de ondas, o fotones, que se propagan en un medio en una determinada dirección, es influenciado por las partículas del medio en el que se propaga desviándolas de su dirección original y, en el caso de la dispersión inelástica, absorbiendo o aportando una cierta cantidad de energía.

**Fonón:** dicese de cada uno de los modos cuantizados de vibración presentes en las redes cristalinas.

**Reflexión total interna:** fenómeno por el cual las ondas ópticas, o fotones, que se propagan por un medio con índice de refracción mayor que el contiguo, no pueden superar la interfaz entre ambos medios cuando el ángulo de incidencia en dicha interfaz es mayor que un determinado valor crítico, reflejándose por completo.

**Coefficiente termo-óptico:** parámetro que relaciona la variación del índice de refracción de un material con la variación en su temperatura ( $dn/dT$ ).

**Bombeo:** a lo largo de este texto se emplea este término para designar la radiación óptica propagante responsable de la inducción en la fibra de un proceso de dispersión.

**Sonda:** a lo largo de este texto se emplea este término para designar la radiación óptica de prueba, o “semilla”, contra propagante al bombeo, que se introduce en el canal de fibra para interactuar con éste durante el proceso de dispersión Brillouin estimulada.

**Transductor óptico:** dispositivo que transforma, o “transduce”, el efecto de una causa física, química, biológica, etc., (presión, temperatura, dilatación, la humedad, concentración química, etc.) conocida como “variable objeto” en cambios en alguna de las propiedades de la luz (intensidad, polarización, fase, espectro).

# Lista de acrónimos

---

<b>ASE</b> (Amplified Spontaneous Emission)	Emisión espontánea amplificada
<b>BFL</b> (Brillouin Fiber Laser)	Laser de fibra por efecto Brillouin
<b>BEFL</b> (Brillouin Erbium Fiber Laser)	Laser de fibra por efecto Brillouin-Erbio
<b>BOCDA</b> (Brillouin Optical Correlation Domain Analysis)	Análisis óptico en el dominio de la correlación por efecto Brillouin
<b>BOCDR</b> (Brillouin Optical Correlation Domain Reflectometry)	Reflectometría óptica en el dominio de la correlación por efecto Brillouin
<b>BOFDA</b> (Brillouin Optical Frequency Domain Analysis)	Análisis óptico en el dominio de la frecuencia por efecto Brillouin
<b>BOSA</b> (Brillouin Optical Spectrum Analyzer)	Analizador de espectros ópticos por efecto Brillouin
<b>BOTDA</b> (Brillouin Optical Time Domain Analysis)	Análisis óptico en el dominio del tiempo por efecto Brillouin
<b>BOTDR</b> (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry)	Reflectometría óptica en el dominio del tiempo por efecto Brillouin
<b>BSSA</b> (Brillouin Selective Sideband Amplification)	Amplificación selectiva de bandas laterales por efecto Brillouin
<b>BPSK</b> (Binary Phase Shift Keying)	Codificación de salto de fase binaria
<b>DBG</b> (Dynamic Brillouin Grating)	Red de difracción dinámica de Brillouin
<b>DSF</b> (Dispersion Shifted Fiber)	Fibra de dispersión desplazada
<b>DWDM</b> (Dense Wavelength Division Multiplexing)	Multiplexación en longitud de onda densa
<b>EDF</b> (Erbium Doped Fiber)	Fibra dopada con Erbio
<b>EDFA</b> (Erbium Doped Fiber Amplifier)	Amplificador de fibra dopada con Erbio
<b>ESA</b> (Electrical Spectrum Analyser)	Analizador de espectros eléctricos
<b>FBA</b> (Fiber Brillouin Amplifier)	Amplificador de fibra por dispersión Brillouin
<b>FBG</b> (Fiber Bragg Grating)	Red de difracción de Bragg en fibra
<b>FBGFS</b> (Fiber Bragg Grating based Filtering Stage)	Etapas de filtrado basada en redes de difracción de Bragg
<b>IFFT</b> (Inverse Fast Fourier Transform)	Transformada inversa rápida de Fourier
<b>LPR</b> (Landau-Placzek Ratio)	Relación de Landau-Placzek

<b>MEMS</b> (Microelectromechanical systems)	Sistemas microelectromecánicos
<b>OSA</b> (Optical Spectrum Analyzer)	Analizador de espectros ópticos
<b>OCBP</b> (Optical Carrier Brillouin Processing)	Procesado Brillouin de la portadora óptica
<b>OTDR</b> (Optical Time Domain Reflectometry)	Reflectometría óptica en el dominio del tiempo
<b>PCF</b> (Photonic Crystal Fiber)	Fibra de cristal fotónico
<b>PPL</b> (Phase Lock Loop)	Anillo de anclaje de fase
<b>PSFBG</b> (Phase Shifted Fiber Bragg Grating)	Red de difracción de Bragg con cambio de fase
<b>PSK</b> (Phase Shift Keying)	Codificación de salto de fase
<b>SBS</b> (Stimulated Brillouin Scattering)	Dispersión Brillouin estimulada
<b>SMF</b> (Single Mode Fiber)	Fibra monomodo
<b>SNR</b> (Signal to Noise Ratio)	Relación señal a ruido
<b>SOA</b> (Semiconductor Optical Amplifier)	Amplificador óptico de semiconductor
<b>SRS</b> (Stimulated Raman Scattering)	Dispersión Raman estimulada
<b>SBS</b> (Stimulated Brillouin Scattering)	Dispersión Brillouin estimulada
<b>TLS</b> (Tunable Laser Source)	Fuente láser sintonizable
<b>TSL</b> (Tunable Semiconductor Laser)	Fuente láser sintonizable de semiconductor
<b>WDM</b> (Wavelength Division Multiplexing)	Multiplexación en longitud de onda

# *Abstract*

This thesis work is based on the effect of Brillouin scattering in optical fibers and its applications to the fields of fiber sensing and telecommunications. It is composed of 4 parts. The first one consists in an introduction to optical fibers and the different types of scattering that can take place when an optical wave propagates through them, specially focused on Brillouin scattering, followed by a review of the State of the Art and the objectives established for this work at the beginning of the thesis period. The aim of the first part is the description of Brillouin scattering fundamentals, establishing the relationship between the frequency shift suffered by the scattered waves and the intrinsic and structural parameters of the fiber, as well as the influence of the pump signal characteristics. Also the linear dependence of the frequency shift with the external conditions of the fiber, mainly temperature and strain, is explained in the first chapter. Brillouin scattering in optical fibers have been used for many applications up to now. Distributed sensing is nowadays the most important one, using the interaction between two counter propagating waves, previously set to have a frequency gap around  $\nu_B$ , in the sensing fiber. Pulsing and frequency sweeping one the signals, and analyzing the gain (or the loss) experienced by the continuous wave related to the “time of flight” of the pulse, allows getting the Brillouin Gain Spectrum (BGS) for every point of the sensing fiber. Another mayor application of Brillouin scattering in optical fibers is the development of multiline fiber Lasers. Combining the gain provided by Stimulated Brillouin Scattering (SBS) with the gain from, for instance, Erbium Doped Fibers (EDF), laser radiation can be generated inside a fiber cavity. Many Stokes lines can be created and resonate in the cavity, giving rise to a multiline spectrum with equally spaced and closely located emission lines, which is useful in the telecommunications domain, specially for Dense Wavelength Division Multiplexing (DWDM). The BGS is only a few tens of Megahertz wide, being even narrower when SBS takes place. This allows using this process as an active filtering mechanism, just by properly adapting the pump signal. The main contributions made by the scientific community to these application fields are detailed in chapter 2. The main goal established for this thesis work is to contribute to improve the state of art in each domain as described in chapter 3.

The second part collects the contributions obtained during the thesis period. Chapter 4 presents several laser sensor systems developed using SBS in optical fibers. Two of them are intended for interrogating remote point sensors. The first one uses a combination of Brillouin, Erbium and Raman gain along the optical channel for creating a fiber cavity which allows

detecting two Fiber Bragg Gratings (FBGs) located 155 km away from the interrogation unit with 10 dB SNR and a relatively low pump power. Another system is capable to interrogate up to 40 FBGs distributed anyhow along the sensing fiber, in the range of tens of kilometers. 3 FBGs placed 50 km away from the optoelectronic unit where interrogated in the laboratory obtaining a SNR above 40 dB using 8 mW of Brillouin pump. In both cases, heterodyne detection allows to get rid of Rayleigh scattering, resulting in a higher SNR in the measurements. Two other systems intended for integral measurement of the temperature or strain affecting to any structure are presented. They are appropriate to monitor the changes affecting the whole structure or a section of it. Several sections can be controlled simultaneously and accurately. The presented systems are simple and cost-effective with respect to those developed for Brillouin based distributed sensing. A laser sensor system based on a self-seeded Brillouin fiber laser was also developed. It uses a novel technique, based on signal filtering by means of a combination of FBGs, for the first time to our Knowledge. The combined spectral response has a sharp peak used to generate the Brillouin pump signal from the ASE of an EDFA. Another system is presented combining integral and punctual sensing. This hybrid quasi-distributed laser sensor system is suitable to control the temperature (or strain) of certain critical points as well as the temperature (or strain) all along the structure in an integral manner. Simple and relatively cost-effective, the presented system is the first approach of hybrid sensing systems using a high number (up to 40) of point sensors that can be located everywhere along the sensing channel and presents a SNR close to 40 dB in the measurements.

Chapter 5 describes the contributions obtained to Brillouin distributed sensors, consisting in the optimization of a simplified BOTDA system, carried out during a stay at the research laboratory of the *Grupo de comunicaciones ópticas y aplicaciones electrónicas* of the Universidad Pública de Navarra. The system uses the Stokes wave generated in a highly nonlinear fiber as one of the two signals needed in the BOTDA technique. In this way, modulation of the signal can be done in the Megahertz range, avoiding the use of wide-band modulators and synthesized microwave generators, some of the most expensive components of typical BOTDA systems. An optical power by light switch is used to create a BOTDA network by multiplexing two sensing fibers, further reducing the operation costs. The temperature along a 25 km fiber was measured with 1m spatial resolution and a temperature resolution close to 3 degrees.

In chapter 6, a novel technique to develop Brillouin based active filters is presented. Customized spectral responses are achievable for a wide range of application with this

method. The technique is very simple and lies in the concatenation of several sections of different types of fibers, so as its BGS overlap giving rise to the desired spectral response. A 280 MHz wide M-shaped spectrum has been achieved combining 4 types of optical fibers.

The third part contains the summary and the future trends and the fourth part gathers up all the references suggested along the text as well as the references of the scientific publications made by the author as a result of the thesis work and the collaborations with other researchers.

# Índice

<b>I. Agradecimientos.....</b>	<b>I</b>
<b>ii. Términos.....</b>	<b>II</b>
<b>iii. Definiciones.....</b>	<b>III</b>
<b>iii. Acrónimos.....</b>	<b>IV</b>
<b>iv. Resumen ejecutivo en inglés.....</b>	<b>VI</b>
<b>PARTE I: PRELIMINAR.....</b>	<b>1</b>
<b>1. Introducción a la dispersión Brillouin en fibras ópticas.....</b>	<b>3</b>
<b>1.1 Atenuación y dispersión en fibras ópticas.....</b>	<b>4</b>
<b>1.2 Procesos espontáneos y estimulados.....</b>	<b>5</b>
<b>1.3 Tipos de dispersión.....</b>	<b>8</b>
1.3.1 Dispersión Rayleigh.....	8
1.3.2 Dispersión Raman.....	9
1.3.3 Dispersión Brillouin.....	10
<b>1.4. Dispersión Brillouin en fibras ópticas.....</b>	<b>10</b>
1.4.1 Anchura espectral de las ondas Stokes y anti-Stokes.....	16
1.4.2 Dispersión Brillouin estimulada (SBS) en fibras ópticas.....	17
1.4.3 Curva de ganancia Brillouin.....	20
1.4.4 Influencia del bombeo.....	21
1.4.5 Influencia de la fibra.....	24
1.4.5.1 Concentración de dopantes.....	25
1.4.5.2 Estructura de la fibra y perfil de índice.....	26
1.4.5.3 Elongación y temperatura de la fibra.....	28
1.4.6 Optimización del efecto.....	30
<b>2. Estado del arte y de la técnica de dispositivos ópticos basados en la dispersión Brillouin.....</b>	<b>32</b>
<b>2.1 Filtros activos sintonizables.....</b>	<b>32</b>
<b>2.2 Medida distribuida.....</b>	<b>36</b>
<b>2.3 Láseres de efecto Brillouin.....</b>	<b>45</b>

<b>3. Objetivos.....</b>	<b>50</b>
<b>PARTE II: CONTRIBUCIONES.....</b>	<b>52</b>
<b>4. Sistemas sensores láser de fibra óptica mediante dispersión Brillouin estimulada..</b>	<b>54</b>
<b>4.1 Sistemas sensores láser para medidas puntuales y cuasi-distribuidas remotas.....</b>	<b>54</b>
<b>4.1.1 Sistema sensor láser para interrogación remota de FBGs combinando ganancia por dispersión Brillouin, por dispersión Raman y por fibra dopada con Erbio.....</b>	<b>55</b>
4.1.1.1 Montaje experimental.....	56
4.1.1.2. Resultados.....	59
<b>4.1.2 Sistema sensor láser remoto basado en dispersión Brillouin y transductores FBGs concatenados.....</b>	<b>61</b>
4.1.2.1 Montaje experimental.....	61
4.1.2.2. Resultados.....	64
<b>4.2 Sistemas sensores láser para medidas integrales.....</b>	<b>67</b>
<b>4.2.1 Sistema sensor láser por dispersión Brillouin auto-inducida.....</b>	<b>67</b>
4.2.1.1 Montaje experimental.....	68
4.2.1.2 Resultados.....	71
<b>4.2.2 Sistema sensor láser con ganancia por dispersión Brillouin para medidas de temperatura en múltiples zonas.....</b>	<b>73</b>
<b>4.3 Sistema sensor láser híbrido para medidas integrales y puntuales.....</b>	<b>75</b>
4.3.1. Montaje experimental.....	75
4.3.2. Procedimiento de interrogación.....	77
4.3.3. Resultados.....	79
<b>5. Sensores distribuidos mediante la técnica BOTDA.....</b>	<b>83</b>
<b>5.1 Sistema BOTDA simplificado.....</b>	<b>85</b>
5.1.1 Resultados.....	90
<b>5.2 Red de sensores BOTDA para la monitorización remota de estructuras.....</b>	<b>91</b>
5.2.1 Resultados.....	93
<b>6. Filtros activos.....</b>	<b>96</b>
<b>6.1 Técnica para diseñar filtros activos mediante la modificación del espectro de ganancia Brillouin.....</b>	<b>96</b>

6.1.1 Resultados.....	97
<b>PARTE III: CONCLUSIONES Y LINEAS FUTURAS.....</b>	<b>100</b>
<b>7. Conclusiones y líneas futuras.....</b>	<b>102</b>
<b>PARTE IV: REFERENCIAS.....</b>	<b>107</b>
<b>Referencias.....</b>	<b>109</b>
<i>Por capítulo.....</i>	<i>109</i>
<i>Por orden alfabético.....</i>	<i>121</i>
<b>Publicaciones propias.....</b>	<b>130</b>
<i>Consecuencia de esta tesis.....</i>	<i>130</i>
<i>Otras publicaciones fruto de trabajos de colaboración con otros investigadores....</i>	<i>131</i>
<i>Patentes.....</i>	<i>132</i>

# PARTE 1: PRELIMINAR

En esta primera parte se establecen los objetivos de la tesis. Previamente se realiza una introducción al fenómeno de la dispersión Brillouin en fibras ópticas, así como una profunda revisión del estado del arte y de la técnica, a fin de conocer los “nichos” de conocimiento en el área de dispositivos basados en dicho fenómeno. Sobre las “carencias” de conocimiento detectadas se formulan los objetivos.

## Capítulos:

---

1. *Introducción a la dispersión Brillouin en fibras ópticas.*
2. *Estado del arte y de la técnica de dispositivos ópticos basados en la dispersión Brillouin.*
3. *Objetivos.*

# Capítulo 1

---

## *Introducción a la dispersión Brillouin en fibras ópticas.*

---

Las fibras ópticas se han convertido en un medio muy eficaz para transportar señales a lo largo de grandes distancias debido a su baja atenuación, del orden de 0.2 dB/Km [1]. Una fibra óptica está formada por una región central, con simetría de revolución respecto al eje, llamada núcleo (o *core*), y una región externa llamada cubierta (o *cladding*). De acuerdo a las teorías al uso, la luz viaja confinada en el núcleo debido a que el índice de refracción de éste es mayor que el de la cubierta, lo que habilita el fenómeno de reflexión total interna, que impide a los rayos o modos de luz “escapar” de la región de mayor índice de refracción cuando el ángulo de incidencia en la interfaz núcleo-cubierta supera el valor crítico. Las fibras ópticas estándar están fabricadas con Dióxido de Silicio ( $\text{SiO}_2$ ), o Sílice, que se comporta como un excelente dieléctrico. Para que la región del núcleo tenga un índice de refracción mayor que la cubierta, la Sílice es dopada con diversos elementos. Así, mediante la presencia de  $\text{GeO}_2$  y  $\text{P}_2\text{O}_5$  se aumenta el índice de refracción, mientras que dopándolo con Flúor se reduce. Típicamente los valores del índice de refracción en el núcleo y la cubierta de una fibra son del orden de 1.47 y 1.45 respectivamente. Las fibras se clasifican fundamentalmente en fibras monomodo o multimodo según la presencia de uno o más modos de luz propagándose a través de ella. Esto depende de la diferencia en los índices de refracción, del tamaño del núcleo y de la longitud de onda de la radiación propagante. Cuando en una fibra óptica la intensidad de la radiación confinada supera un cierto umbral, se pueden producir efectos no lineales entre los que se

encuentra el de la dispersión Brillouin. Típicamente, las fibras fabricadas para la utilización en telecomunicaciones tienen 9 y 125  $\mu\text{m}$  de diámetro del núcleo y la cubierta respectivamente.

### 1.1 Atenuación y dispersión en fibras ópticas

La potencia de una señal que se propaga a través de una fibra es exponencialmente proporcional al coeficiente de atenuación ( $\alpha$ ) y a la longitud de la fibra. Por tanto, si se inyecta una señal de potencia  $P_0$ , la potencia óptica a una distancia  $l$  del inicio de la fibra será:

$$P = P_0 e^{-\alpha l} \quad (1.1)$$

La atenuación es un parámetro característico de la fibra que depende de la longitud de onda. A 1550 nm se consiguen las atenuaciones más bajas (en torno a 0.2 dB/Km), por lo que es la ventana en la que se trabaja habitualmente en telecomunicaciones. Como se ilustra en la figura 1.1, la atenuación depende de la longitud de onda y es causa de varios factores como la absorción del material, la curvatura de la fibra, la dispersión elástica (Rayleigh) o inelástica (Raman o Brillouin) entre otros. La figura 1.1 muestra la atenuación típica de una fibra en

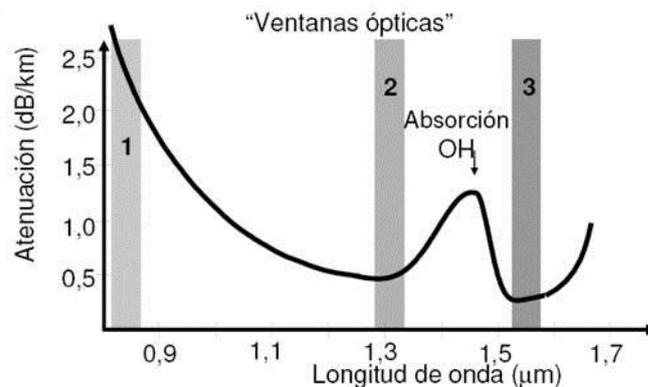


Fig. 1.1 Atenuación de una fibra óptica típica de telecomunicaciones en función de la longitud de onda. La principal causa de atenuación en este rango es la dispersión Rayleigh que es inversamente proporcional a la longitud de onda.

función de la longitud de onda. La dispersión elástica es un factor determinante en la atenuación de la fibra, decreciendo su intensidad según aumenta la longitud de onda. Cuando tiene lugar la dispersión elástica no se produce cambio de frecuencia en los fotones dispersados, siendo fundamentalmente motivado por inhomogeneidades presentes en el núcleo de la fibra.

Dependiendo del tamaño de las inhomogeneidades en relación con la longitud de onda, la dispersión elástica puede ser de Rayleigh o de Mie [2]. Cuando la onda electromagnética interactúa con partículas macroscópicas mucho más pequeñas que la longitud de onda ( $< \frac{1}{10} \lambda$ ) se produce el primero y cuando su tamaño es del orden de la longitud de onda se produce el segundo. Cuando los fotones que son dispersados dentro del núcleo de una fibra cumplen las condiciones de propagación, quedan confinados y se propagan de nuevo a través de ella. Este fenómeno es el fundamento de una de las herramientas utilizadas para conocer el estado de una red de transmisión por fibra óptica, el Reflectómetro Óptico en el Dominio del Tiempo (OTDR, por sus siglas en inglés), que analiza la dispersión contra propagante recibida al comienzo de la fibra y la interpreta en función del tiempo para calcular la distancia recorrida por la luz en la fibra y así localizar posibles defectos. La dispersión Rayleigh tiene lugar incluso para muy bajas potencias de señal, empeorando la calidad de transmisión.

En los procesos de dispersión inelásticos se produce una transferencia de energía entre la onda y el medio material con lo que, por conservación de la energía, se generan ondas de frecuencia inferior (Stokes) y superior (Anti-Stokes) [3]. En la dispersión Raman la cantidad de energía transferida al medio es mayor que en el caso de la dispersión Brillouin, por lo que también lo es el cambio en longitud de onda. En una fibra óptica típica de telecomunicaciones la dispersión Raman produce un cambio en longitud de onda de aproximadamente 100 nm mientras que, tras la dispersión Brillouin, el cambio es de tan sólo unos picómetros ( $\sim 80$  pm). La energía transferida al medio se invierte en la creación de un fonón. En el proceso de dispersión Brillouin aparece un fonón acústico, es decir, una onda acústica que se propaga a través del material, mientras que en el caso de dispersión Raman se trata de un fonón óptico, de mayor frecuencia y asociado a vibraciones moleculares [4].

## 1.2 Procesos espontáneos y estimulados

Por la teoría cuántica de la radiación publicada por Einstein en 1917, se sabe que los niveles de energía en un átomo son discretos y están cuantizados. Cuando un conjunto de átomos se agrupan ordenadamente formando las moléculas que constituyen un medio sólido, esos niveles discretos de energía se convierten en bandas permitidas de energía, debido a la interacción múltiple entre los átomos. Cuando se produce una transición de un estado de energía superior a otro de energía inferior, esa energía “sobrante” se puede invertir en la creación de un fotón de frecuencia  $\nu = \frac{E}{h}$  siendo  $h$  la constante de Planck. De la misma

forma, cuando un fotón es absorbido por un átomo, uno de sus electrones puede subir a un nivel de energía superior. Estas transiciones radiactivas pueden suceder de forma espontánea o estimulada. Si un electrón se encuentra en un estado de energía superior al estado fundamental, puede decaer en cualquier momento espontáneamente emitiendo un fotón. Sin embargo, si un átomo que tiene uno o más electrones en un estado excitado es iluminado por un fotón de la misma energía que la diferencia de energías entre ese estado excitado y el estado fundamental, se puede producir, bajo ciertas condiciones que explicaremos a continuación, el proceso de emisión estimulada, decayendo el electrón a su estado fundamental y generándose un fotón que será idéntico en frecuencia y fase al fotón incidente. De esta forma la luz incidente puede amplificarse por emisión estimulada, lo que constituye el fundamento del LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). El tiempo medio que permanece un electrón en un estado de energía superior se llama tiempo de vida media característico de ese nivel o banda de energía. El tiempo de vida media en un estado excitado es generalmente muy pequeño, por lo que la probabilidad de que ocurra la emisión estimulada es muy baja en condiciones normales. Para conseguir que esta probabilidad aumente, hay que incrementar el número de electrones en el estado excitado, subiéndolos desde el estado fundamental por algún mecanismo de bombeo, ya sea óptico o eléctrico y, siempre que sea posible, aumentar el tiempo de vida en el estado excitado. Cuando el número de electrones en el estado excitado es mayor que el número de electrones en el estado fundamental se dice que tenemos *inversión de población*, y la probabilidad de que un fotón incidente induzca la emisión estimulada de otro es mayor que la de ser absorbido. La figura 1.2 muestra esquemáticamente las dos situaciones descritas anteriormente.

Lo que ocurre en un proceso de dispersión espontáneo es que el material es excitado hasta un nivel o banda de energía superior debido a la absorción de un fotón con energía  $E = h\nu_0$ . A continuación, se genera espontáneamente otro fotón de energía  $E = h\nu_s$  menor que la del fotón incidente y el resto de la energía se libera en el material en forma de vibraciones u ondas acústicas (fonones).

En un proceso de dispersión estimulado, el material recibe una radiación de frecuencia  $\nu_s$  y estimula el decaimiento de los electrones que estuviesen en el estado excitado debido a la absorción de otro fotón de frecuencia  $\nu_0$ . Así, los electrones volverán a su estado fundamental generando cada uno un fotón de frecuencia  $\nu_s$  y un fonón. La figura 1.3 muestra esquemáticamente este proceso.

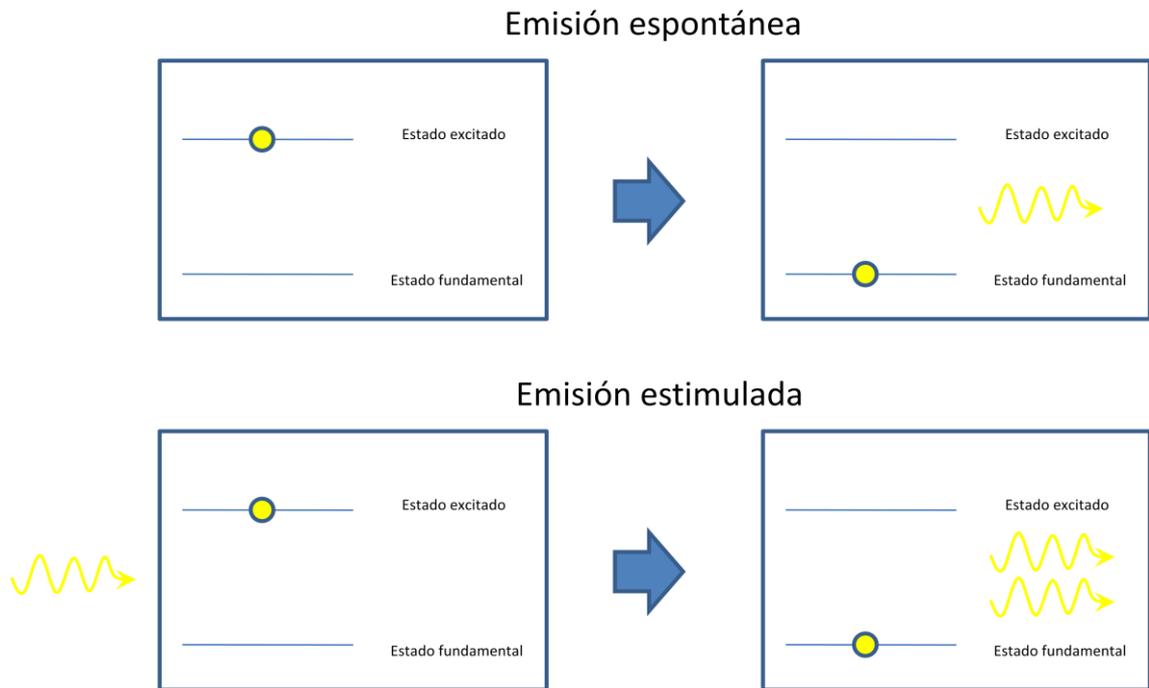


Fig. 1.2. Ilustración de los procesos de emisión espontánea y estimulada

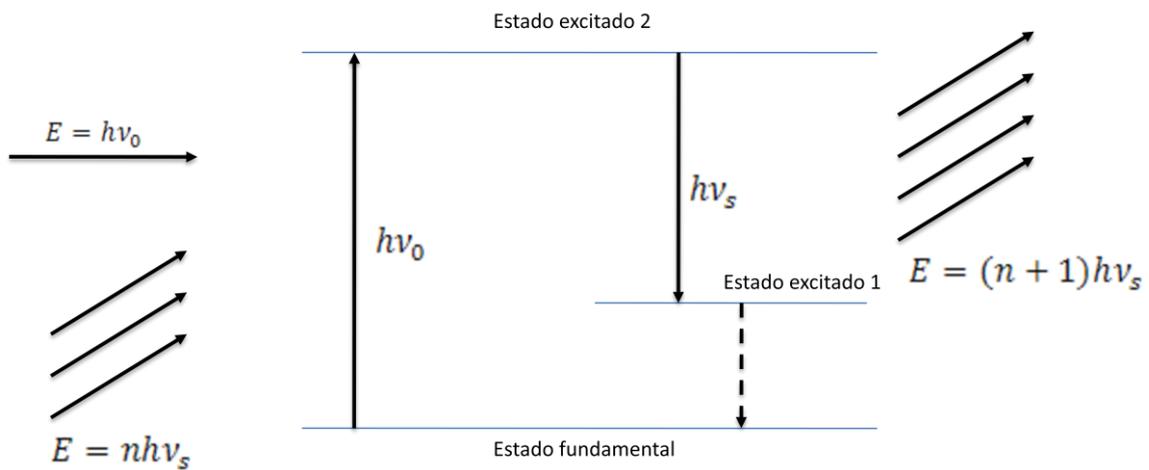


Fig 1.3 Ilustración del proceso de dispersión estimulado

Por tanto, en la dispersión inelástica tendremos en general 3 ondas, la incidente, la dispersada y el fonón. Por el principio de conservación de la energía, ya hemos visto que la relación entre las frecuencias debe ser  $\nu_i = \nu_s + \nu_f$ , y por conservación del momento:  $\mathbf{k}_i = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_f$ , siendo  $\mathbf{k}_i$ ,  $\mathbf{k}_s$  y  $\mathbf{k}_f$  los vectores de onda de la luz incidente, la dispersada y el fonón respectivamente.

Hasta este punto se ha considerado la situación en que un fotón es absorbido por el material, generándose otro fotón de frecuencia menor y un fonón. En este caso, la onda dispersada se conoce como onda Stokes. Sin embargo, también puede darse el proceso en el que la absorción del fotón incidente la lleve a cabo un átomo que ya se encontraba en un estado excitado vibracional. En consecuencia, el átomo pasará a un estado de energía superior para a continuación decaer hasta el estado fundamental, pudiendo emitir un fotón de frecuencia mayor que el fotón incidente. A esta onda dispersada de mayor frecuencia que la onda incidente se le conoce como onda Anti-Stokes.

### 1.3 Tipos de dispersión

Como se ha mencionado, se pueden producir procesos elásticos e inelásticos de dispersión que pueden afectar a la radiación propagante a través de una fibra óptica. Se dice que son procesos elásticos aquellos en los que no hay una transferencia neta de energía entre la onda y el medio. Aquellos en los que se produce una transferencia de energía se conocen como procesos inelásticos, dentro de los cuales se distinguen dos tipos, dispersión de Raman y dispersión de Brillouin, dependiendo de la cantidad de energía que se transfiere.

#### 1.3.1 Dispersión Rayleigh

Este tipo de dispersión elástica fue descubierto en 1899 por Lord JWS Rayleigh. La intensidad de la luz dispersada por este fenómeno es inversamente proporcional a la cuarta potencia de la longitud de onda. En una fibra óptica, las fluctuaciones de densidad originan la dispersión Rayleigh de la luz transmitida. Las pérdidas intrínsecas de una fibra debido a la dispersión Rayleigh pueden formularse mediante la siguiente expresión [5]:

$$\alpha_R = \frac{8\pi^3 n^4 k_B T_S \beta_T}{3\lambda^4} \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) = \frac{C}{\lambda^4} \quad (1.2)$$

siendo  $\rho$  la densidad,  $\varepsilon$  la permitividad dieléctrica,  $n$  el índice de refracción,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T_S$  es la temperatura de ablandamiento y  $\beta_T$  es el coeficiente de compresibilidad isotérmico, con lo que  $C$  es un parámetro específico para cada fibra. Típicamente los valores de  $C$  oscilan entre 0.7 y 0.9 (dB/Km)· $\mu\text{m}^4$ . A 1550 nm esto corresponde a pérdidas entre 0.12 y 0.16 dB/km, con lo que la dispersión Rayleigh es la principal fuente de atenuación en una fibra

a esta longitud de onda. A mayor longitud de onda, menor es la intensidad de dispersión Rayleigh como se observó en la figura 1.1.

El coeficiente de reflexión por dispersión Rayleigh ( $R_{\delta l}$ ) de un segmento de fibra típica de salto de índice puede ser expresado [6]:

$$R_{\delta l} = S \left( \frac{\alpha_R}{2\alpha} \right) [1 - e^{-2\alpha\delta l}] \quad (1.3)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de atenuación de la fibra,  $\alpha_R$  el coeficiente de atenuación debido a la dispersión Rayleigh,  $\delta l$  la longitud del segmento de fibra y  $S$  el factor de captura de la fibra que viene dado por:

$$S = \frac{b(n_1^2 - n_2^2)}{n_1^2} \quad (1.4)$$

siendo  $n_1$  y  $n_2$  los índices de refracción del núcleo y la cubierta respectivamente, y  $b$  un factor de guiado de la fibra que suele estar en el rango de 0.21 a 0.24 para fibras monomodo estándar [7].

### 1.3.2 Dispersión Raman

El efecto Raman fue descubierto por el físico hindú Dr. C.V. Raman en 1926. Cuando la radiación óptica incidente (también llamada bombeo) interacciona con las moléculas de un material y se origina el efecto Raman, parte de la energía es absorbida provocando vibraciones en la molécula. Ésta re-emite fotones de diferente frecuencia, y por tanto de diferente energía, que los incidentes. Los fotones dispersados se agrupan en dos bandas equidistantes de la frecuencia original: Stokes y anti-Stokes. La diferencia entre la energía de los fotones incidentes y de los fotones dispersados corresponde a la energía de los fonones que han intervenido en el proceso. Dado que en el efecto Raman estos fonones pertenecen a la rama óptica [4], las bandas pueden situarse a cientos de nanómetros e incluso a micrómetros dependiendo del tipo de material. En fibras de Sílice y en la tercera ventana es del orden de 100 nm. La dispersión Raman espontánea es muy débil, dispersando en torno a un  $10^{-4}$  % de la potencia incidente. La dispersión Raman estimulada (SRS, por sus siglas en inglés) fue observada por primera vez en 1962 en una celda de nitrobenzeno bombeada por un laser de Rubí en régimen Q-switch. En 1972 se realizó la primera demostración experimental de SRS en

fibras de Sílice [8]. Se bombeo una fibra estándar monomodo con 75 W de luz procedente de un laser Nd:YAG con frecuencia doblada, generando una dispersión Raman a 545 nm en un segmento de 9 m de fibra. En la actualidad el proceso de dispersión Raman es utilizado como mecanismo de amplificación óptica distribuida como se describirá en el siguiente capítulo.

### 1.3.3 Dispersión Brillouin

Toma su nombre de Léon Brillouin, quien realizó su formulación teórica en la segunda década del siglo XX. En la dispersión Brillouin la radiación propagante en un medio, o de bombeo, interactúa con un fonón de la rama acústica [4]. La creación o aniquilación de un fonón dan lugar a las ondas Stokes y anti-Stokes respectivamente. La magnitud del salto en frecuencia Brillouin,  $\omega_B$ , depende de la velocidad de propagación de los fonones acústicos en el material,  $V_A$ , y el ángulo bajo el cual la onda Stokes es dispersada,  $\theta$ , de acuerdo con la expresión [9]:

$$\omega_B = |\mathbf{k}_f|V_A = 2V_A|\mathbf{k}_i|\text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) = 2\omega_i\left(\frac{V_An}{c}\right)\text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.5)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del medio,  $\mathbf{k}_f$  es el vector de onda del fonón que interviene en el proceso,  $\mathbf{k}_i$  el vector de onda de la radiación de bombeo y  $\omega_i$  su frecuencia angular. Los casos en que  $\theta = 0^\circ$  (*hacia delante*) y  $\theta = 180^\circ$  (*hacia atrás*) son especialmente interesantes en una fibra óptica. La dirección hacia delante es imposible ya que se anula el factor del seno, y tiene un valor muy pequeño para los ángulos entorno a ella, por lo que la dispersión Brillouin en una fibra óptica genera luz dispersada en su gran mayoría hacia atrás. Cuando  $\theta = 180^\circ$ , la ecuación (1.6) queda reducida a:

$$\omega_B = 2\omega_i\left(\frac{V_An}{c}\right) \quad (1.6)$$

Aunque la intensidad de la luz dispersada por dispersión Brillouin espontáneo es unos 20 dB más débil que la dispersada por dispersión Rayleigh, es bastante fácil generar procesos de dispersión Brillouin estimulado (SBS, por sus siglas en inglés), con lo que su efecto es mayor que el de la dispersión Rayleigh.

### 1.4. Dispersión Brillouin en fibras ópticas

Desde el punto de vista acústico, una fibra óptica se puede considerar como un fluido homogéneo, isótropo, viscoso y compresible. Esto permite la aparición de gradientes de

presión que dan origen a ondas acústicas. La permitividad eléctrica ( $\epsilon$ ) de la sílice varía con la presión y, por consiguiente, también lo hace su índice de refracción, siendo esto el origen de la dispersión Brillouin. En equilibrio térmico, los fonones acústicos de origen térmico son la principal fuente de las variaciones internas de presión. Éstos provocan ligeros movimientos de materia, con lo que la densidad local del medio varía. Estas fluctuaciones son pequeñas con respecto a la densidad media del material y, macroscópicamente, no afectan a las propiedades de la fibra.

La distribución espectral de la energía térmica se rige por la ecuación de Bose-Einstein, que relaciona la temperatura y el número medio de fonones acústicos de origen térmico para un nivel de energía dado. A temperatura ambiente y a las frecuencias características de la dispersión Brillouin, podemos estimar el número medio de fonones mediante una aproximación de la ley de Bose-Einstein [10]:

$$N \approx \frac{kT}{h\nu_B} \approx 600 \quad \text{para } \nu_B = 10\text{GHz}$$

donde  $k$  es la constante de Boltzmann,  $h$  la constante de Planck y  $T$  la temperatura. Por lo tanto, el número de fonones en esa banda de energía presentes a temperatura ambiente es muy grande con respecto a la unidad, por lo que podemos tratar el problema desde un punto

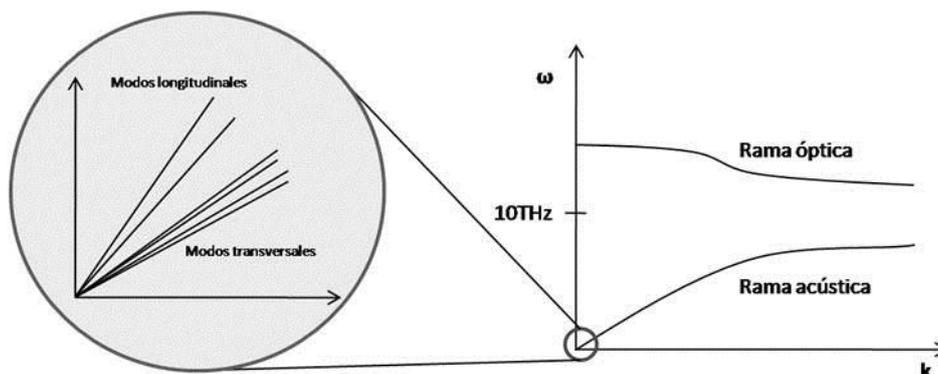


Fig. 1.4 Relación de dispersión de los fonones  $\omega=f(k)$  en una fibra óptica de Sílice.

de vista clásico sin necesidad de hacer un tratamiento cuántico, si bien posteriormente lo abordaremos también desde esta perspectiva.

La relación de dispersión  $\omega = f(k)$  de los fonones en una fibra óptica se representa en la figura 1.4. En la Sílice ( $\text{SiO}_2$ ) hay dos tipos de átomos, lo que genera la existencia de una rama superior a la rama acústica, llamada rama óptica, que corresponde a las vibraciones moleculares y es la que interviene en la dispersión Raman. La frecuencia de los fonones

ópticos (>10 THz) es mucho más elevada que la de los fonones acústicos (~10 GHz). En una determinada dirección, la relación de dispersión de los fonones acústicos está compuesta por tres ramas que corresponden a las oscilaciones longitudinales y transversales. Además, en una fibra óptica en general existen dos dopantes diferentes en el núcleo y la cubierta, lo que genera un total de seis modos de oscilación posibles como se observa en la figura 1.4. Sin embargo, los modos transversales darían lugar a dispersión fuera del eje de la fibra, y el modo longitudinal de la cubierta apenas tiene influencia debido al escaso solape con el modo guiado en la fibra. Por tanto, se puede considerar que las ondas acústicas que generan la dispersión Brillouin son fundamentalmente oscilaciones longitudinales en el núcleo de la fibra.

Las ondas acústicas se pueden representar por variaciones locales de densidad, de forma que:

$$\rho(z, t) = \rho_0 + \Delta\rho(z, t) \quad (1.7)$$

siendo  $\rho_0$  la densidad media del material. La periodicidad de las variaciones permite describirlas con la siguiente ecuación:

$$\Delta\rho(z, t) = \frac{1}{2}A(z, t)e^{j(\omega_B t - \mathbf{k}_f r)} + c. c. \quad (1.8)$$

donde c.c. representa el complejo conjugado,  $\omega_B$  representa la frecuencia angular del fonón y  $\mathbf{k}_f$  su vector de onda.

Se puede observar el efecto de estas variaciones de densidad sobre una onda electromagnética monocromática de frecuencia  $\omega_i$  y vector de onda  $\mathbf{k}_i$ , con una polarización definida por el vector unitario  $\mathbf{e}_p$ . La ecuación de ésta sería por tanto:

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{e}_p \frac{1}{2}E_0(z, t)e^{j(\omega_i t - \mathbf{k}_i r)} + c. c. \quad (1.9)$$

Cuando se tienen simultáneamente ondas electromagnéticas y acústicas, la polarización eléctrica inducida se puede calcular mediante la siguiente ecuación [3, 10]:

$$\mathbf{P}_d(r, t) = \Delta\varepsilon\mathbf{E}(r, t) = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\Delta\rho(z, t)\mathbf{E}(r, t) \quad (1.10)$$

Se define el coeficiente de electrostricción como:

$$\gamma = \rho_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \rho} \quad (1.11)$$

Introduciendo las ecuaciones (1.8) y (1.9) en la ecuación (1.10) se obtiene la siguiente expresión de la polarización eléctrica del medio:

$$\mathbf{P}_d(r, t) = \mathbf{e}_p \frac{\gamma}{4\rho_0} \left[ A E_0 e^{j((\omega_i + \omega_B)t - (\mathbf{k} + \mathbf{k}_f)r)} + A^* E_0 e^{j((\omega_i - \omega_B)t - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_f)r)} \right] + c. c. \quad (1.12)$$

Con lo que, sustituyendo este resultado en la ecuación de ondas perturbada, se obtiene la ecuación que rige la dispersión Brillouin espontánea:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2 \partial^2 \mathbf{E}}{c^2 \partial t^2} = \mathbf{e}_p \frac{\mu_0 \gamma}{4\rho_0} \left[ (\omega_i + \omega_B)^2 A E_0 e^{j((\omega_i + \omega_B)t - (\mathbf{k} + \mathbf{k}_f)r)} + (\omega_i - \omega_B)^2 A^* E_0 e^{j((\omega_i - \omega_B)t - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_f)r)} \right] + c. c. \quad (1.13)$$

Como se observa, aparecen nuevas componentes espectrales, de frecuencias  $\omega - \omega_B$  y  $\omega + \omega_B$ , correspondientes a las componentes Stokes y anti-Stokes de la dispersión. Por tanto, el vector de onda de la componente Stokes será:

$$\mathbf{k}_S = \mathbf{k} - \mathbf{k}_f \quad (1.14)$$

y su frecuencia angular:

$$\omega_S = \omega_i - \omega_B \quad (1.15)$$

cumpléndose de esta forma las leyes de conservación de la energía y el momento. Así, las ondas Stokes y anti-Stokes generadas en la dispersión Brillouin están separadas de la frecuencia de la onda inicial en una cantidad igual a la frecuencia del fonón. Ésta puede ser calculada fácilmente si asumimos que  $\mathbf{k}_S \cong \mathbf{k}_i$ . La frecuencia de las ondas acústicas es mucho

menor que la de las ondas ópticas con lo que se puede considerar esta aproximación como válida. Por tanto, se tendría que:

$$|\mathbf{k}_f| = 2|\mathbf{k}_i| \text{sen} \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.16)$$

y teniendo en cuenta que:

$$|\mathbf{k}_i| = \frac{\omega_i}{c}, |\mathbf{k}_s| = \frac{\omega_s}{c}, |\mathbf{k}_f| = \frac{\omega_B}{V_A} \quad (1.17)$$

Se obtiene la ecuación del salto en frecuencia en función del ángulo de dispersión, ya comentada en la introducción (ec. 1.5):

$$\omega_B = 2|\mathbf{k}_i|V_A \text{sen} \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.18)$$

O de manera equivalente:

$$\nu_B = \frac{2nV_A}{\lambda_0} \text{sen} \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.19)$$

siendo  $\nu_B \left( = \frac{\omega_B}{2\pi} \right)$  el salto en frecuencia por dispersión Brillouin y  $\lambda_0$  la longitud de onda de la luz incidente, en el vacío. Como se ha mencionado anteriormente, en el caso de una fibra óptica la dispersión hacia delante ( $\theta=0^\circ$ ) genera un valor nulo del salto en frecuencia (el proceso no tiene lugar en este caso) mientras que para la dispersión hacia atrás ( $\theta=180^\circ$ ) el salto en frecuencia es máximo y viene dado por:

$$\nu_B = \frac{2nV_A}{\lambda_0} \quad (1.20)$$

La velocidad de los fonones acústicos en una fibra depende del modulo de Young de la Sílice ( $E_0$ ) y de la densidad del núcleo ( $\rho$ ):

$$V_A = \left( \frac{E_0}{\rho} \right)^{1/2} \quad (1.21)$$

Lo que conduce a que en una fibra estándar monomodo y con una longitud de onda incidente de 1550 nm, el valor del salto en frecuencia por dispersión Brillouin sea del orden de 11 GHz.

Análogamente, se pueden deducir las expresiones correspondientes para la componente anti-Stokes de la dispersión Brillouin. Las relaciones de conservación de la energía y el momento serían:

$$\mathbf{k}_S = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f \quad (1.22)$$

$$\omega_S = \omega_i + \omega_B \quad (1.23)$$

El sentido de propagación de las ondas acústicas es inverso para la componente anti-Stokes, por lo que, aunque el salto en frecuencia de la luz dispersada es el mismo, la frecuencia aumenta en lugar de disminuir. La figura 1.5 muestra la distribución espectral de la energía tras el proceso de dispersión Brillouin, también conocida como *espectro Brillouin*.

Desde el punto de vista clásico, la dispersión Brillouin se puede interpretar como un efecto Doppler sufrido por la onda incidente que se refleja en una red de Bragg que se desplaza por la fibra con velocidad  $V_A$ . Esta red de Bragg es generada por las diferencias de presión debidas a la onda acústica, que provocan variaciones periódicas en el índice de refracción.

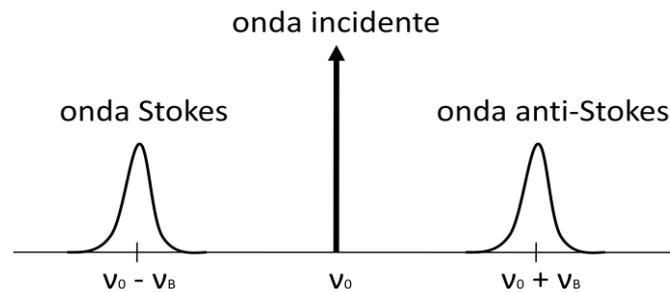


Fig. 1.5 Distribución espectral de la energía tras el proceso de dispersión Brillouin espontánea.

Cuando el proceso es espontáneo las dos componentes, Stokes y anti-Stokes, tienen amplitudes semejantes. Sin embargo, cuando el proceso es estimulado, la mayor parte de la energía es transferida a la onda Stokes como se verá más adelante.

Desde el punto de la mecánica cuántica, el proceso de dispersión Brillouin se entiende como la absorción de un fotón de la luz incidente para crear un fotón de la componente Stokes y un fonón acústico que se propaga por la fibra. Por la ley de conservación de la energía la frecuencia del fotón absorbido debe ser igual a la frecuencia del fotón Stokes más la frecuencia del fonón. Si por el contrario se produce la absorción de un fotón incidente junto con la de un

fonón que viajaba por la fibra, se generará un fotón de la componente anti-Stokes, cuya frecuencia será la suma de las frecuencias del fotón y del fonón absorbidos.

#### 1.4.1 Anchura espectral de las ondas Stokes y anti-Stokes

La intensidad de la dispersión Brillouin espontánea depende de la temperatura, más concretamente del número de fonones acústicos de origen térmico presentes en la fibra. En régimen espontáneo y a temperatura ambiente, es muy débil (unas 100 veces menos intenso que la dispersión Rayleigh). Sin embargo en régimen estimulado, el número de fonones acústicos presentes en la fibra aumenta rápidamente debido al fenómeno de *electrostricción* como se verá en el siguiente apartado. En estas condiciones la eficiencia del proceso de dispersión puede llegar al 100%.

La anchura espectral de las componentes Stokes y anti-Stokes generadas por dispersión Brillouin depende directamente de la atenuación de las ondas acústicas en la fibra, cuanto mayor sea ésta, mayor será la anchura espectral. Opuestamente a lo que ocurre con las ondas ópticas que apenas se atenúan en las fibras a base de Sílice, las ondas acústicas se atenúan fuertemente en este material, propagándose sólo durante unos micrómetros. La intensidad de las ondas acústicas presenta un decrecimiento exponencial caracterizado por un coeficiente de amortiguamiento  $\Gamma_B$  [3]:

$$|\Delta\rho(t)|^2 = |\Delta\rho(0)|^2 e^{-\Gamma_B t} \quad (1.24)$$

Generalmente se utiliza el concepto de tiempo de vida media de los fonones,  $\tau_B$ , que es la inversa del coeficiente de amortiguamiento acústico  $\Gamma_B$ . El decaimiento exponencial de las ondas acústicas confiere una forma lorentziana a la curva de ganancia Brillouin, cuya anchura a potencia mitad viene dada por:

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi\tau_B} = \frac{\Gamma_B}{\pi} \quad (1.25)$$

El tiempo de vida media de los fonones varía considerablemente con su frecuencia. Por otro lado, la frecuencia de los fonones involucrados en los procesos de dispersión Brillouin depende de la longitud de onda de la luz incidente (véase ec. 1.20). Esto hace que la anchura espectral de las ondas Stokes y anti-Stokes presente una dependencia de la longitud de onda de la radiación incidente. Teóricamente esta dependencia es de la forma  $(1/\lambda_0)^2$  [3] pero los valores experimentales encontrados en la literatura oscilan entre  $(1/\lambda_0)^{1.2}$  y  $(1/\lambda_0)^{2.7}$  [11,12].

Además, si se utiliza una señal de bombeo pulsada, la anchura de las componentes Stokes y anti-Stokes también dependerá de la anchura del pulso de bombeo, como se verá en el apartado 1.4.4.

#### 1.4.2 Dispersión Brillouin estimulada (SBS) en fibras ópticas

Cuando la intensidad de la luz es suficientemente alta en la fibra, se puede producir el fenómeno de electrostricción. Mediante este fenómeno la polarización del medio es alterada localmente por los intensos campos eléctricos asociados a la onda incidente. Este cambio de polarización induce una tensión mecánica que hace variar la densidad del material, estimulando la creación de una onda acústica. La radiación óptica que induce los citados cambios se conoce como radiación de bombeo, o simplemente bombeo.

Cuando en sentido contrario a la propagación del bombeo viaja otra radiación óptica, generalmente llamada sonda, cuya diferencia en frecuencia con respecto al bombeo es  $\nu_B$ , se puede inducir el proceso de dispersión Brillouin estimulada (SBS). En estas condiciones la densidad de energía del batido de las dos ondas tiene una periodicidad igual que la de las ondas acústicas que intervienen en la dispersión Brillouin, reforzando de manera considerable la eficiencia de conversión. De esta forma, la intensidad de la sonda crece a medida que se propaga por la fibra, pudiendo ser utilizado, por tanto, como mecanismo de amplificación óptica. Suponiendo una fibra monomodo, tanto la dispersión espontánea como la estimulada se pueden analizar en base al número de fotones por modo y por unidad de longitud, que vendrá dado por [3]:

$$\frac{dN_s}{dz} = AN_L(N_s + 1) \quad (1.26)$$

Donde  $N_L$  es el número de fotones incidentes,  $N_s$  el número de fotones dispersados y  $A$  una constante específica del proceso de dispersión. Si  $N_s \ll 1$  se está en una situación de dispersión Brillouin espontánea. Si  $N_s \gg 1$  se trata del proceso estimulado, pudiéndose obtener una solución exponencial a la ecuación 1.26:

$$N_s = N_s(0)e^{gI_L l} \quad (1.27)$$

Siendo  $g$  el coeficiente de ganancia,  $l$  la longitud de interacción e  $I_L$  la intensidad de la onda incidente. La dispersión Brillouin en régimen estimulado tiene una intensidad mucho mayor

que en régimen espontáneo, siendo además más estrechas las líneas espectrales Stokes y anti-Stokes.

A partir de una determinada potencia de la onda de bombeo, la mayor parte de su energía es transferida a la onda dispersada Stokes. Se define la Potencia umbral ( $P_{th}$ ) como aquella para la cual la mitad de la potencia es transferida a la onda Stokes, cumpliéndose entonces para una longitud de fibra dada que [13]:

$$P_s(0) = P_i(L) \quad (1.28)$$

Donde  $L$  es la longitud total de la fibra,  $P_s(0)$  la potencia en la componente Stokes al comienzo de la fibra y  $P_i(L)$  la potencia de la onda de bombeo al final de la fibra. Por encima de la potencia umbral, la eficiencia de conversión de la energía de la onda de bombeo a la onda Stokes crece muy substancialmente. La potencia umbral, necesaria para que se produzca dispersión Brillouin estimulado en una fibra óptica puede ser estimado mediante la expresión [14]:

$$P_{th} \approx 21 \frac{A_{ef}}{g_B L_{ef}} \quad (1.29)$$

Donde  $g_B$  es el coeficiente de ganancia Brillouin,  $A_{ef}$  es el área efectiva del núcleo y  $L_{ef}$  la longitud efectiva de interacción en la fibra. Esta última está relacionada con la longitud real de la fibra ( $L$ ) y su atenuación ( $\alpha$ ) mediante la expresión [3]:

$$L_{ef} = \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) \quad (1.30)$$

Conceptualmente la longitud efectiva de la fibra es aquella en la que, manteniendo una intensidad constante (ignorando la atenuación) e igual a la intensidad en el origen ( $I_i(0)$ ), se obtendría el mismo efecto que sobre la longitud real de la fibra teniendo en cuenta la atenuación.

$$\int_0^L I_i(0) e^{-\alpha z} dz = I_i(0) \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) = I_i(0) L_{ef} \quad (1.31)$$

Para longitudes muy grandes,  $L_{ef}$  tiende a  $1/\alpha$ .

El concepto de área efectiva es similar al de longitud efectiva. En general se desconoce la distribución transversal del campo electromagnético que se propaga por la fibra. Por ello, se define una zona ( $A_{ef}$ ) donde se supone que la intensidad del modo es constante. Se trata por tanto de encontrar el valor de  $A_{ef}$  cuyo efecto sea el mismo que el producido por la distribución real de la intensidad.

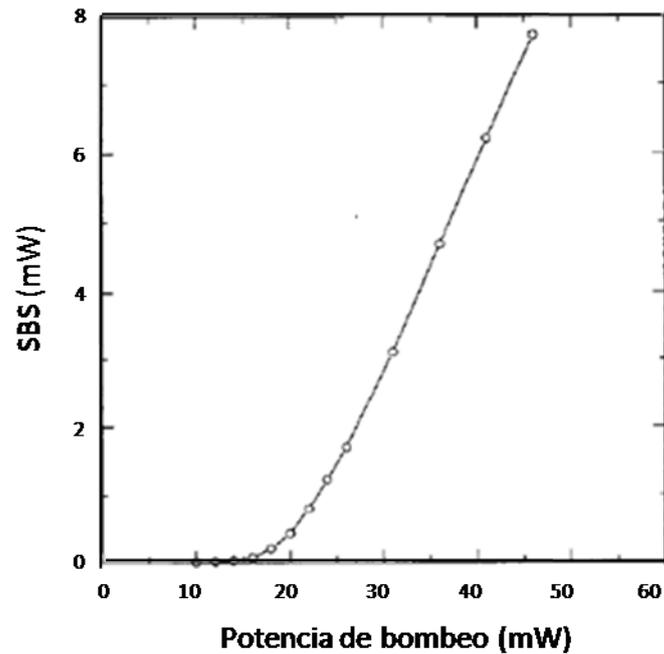


Fig. 1.6 Potencia de la luz dispersada por dispersión Brillouin estimulada en función de la potencia de bombeo [15].

El valor de la potencia umbral depende de varios factores como la anchura del pulso de bombeo, su modulación, su anchura espectral, la anchura de la curva de ganancia o la polarización. Más adelante se analiza la influencia de todos estos factores.

Como ya se ha comentado, superada la potencia umbral la transferencia de energía de la onda de bombeo a la onda Stokes crece drásticamente. La figura 1.6 muestra los resultados experimentales obtenidos por P.C. Wait y T.P. Newson para una fibra monomodo de 8.6 km de longitud bombeada con un láser de semiconductor a 1532 nm [15]. La potencia umbral es de 16 mW.

### 1.4.3 Curva de ganancia Brillouin

La amplificación de la onda Stokes está caracterizada por la curva de ganancia Brillouin,  $g_B(\omega)$ . El pico de la curva de ganancia se localiza a exactamente a la frecuencia  $(\omega_i - \omega_B)$  siendo  $\omega_i = 2\pi\nu_i$  la frecuencia de la onda de bombeo. Por lo tanto,  $g_p = g_B(\omega_B)$ . El perfil de la curva de ganancia Brillouin es lorentziano y viene definido por [3]:

$$g_B(\omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega - \omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (1.32)$$

En fibras monomodo estándar  $\tau_B \sim 10ns$ . El valor del pico de la curva de ganancia Brillouin viene definido por la siguiente expresión:

$$g_p \equiv g_B(\omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 V_A \Gamma_B} \quad (1.33)$$

Donde  $n$  es el índice de refracción del núcleo,  $p_{12}$  es el coeficiente elasto-óptico longitudinal,  $\lambda_p$  es la longitud de onda del bombeo y  $\rho_0$  la densidad del material.

Se puede describir la evolución del proceso de dispersión Brillouin a lo largo de una fibra mediante dos ecuaciones diferenciales acopladas de la siguiente forma:

$$\frac{dI_i}{dz} = -g_B(\nu)I_i I_S - \alpha I_i \quad (1.34)$$

$$\frac{dI_S}{dz} = -g_B(\nu)I_i I_S - \alpha I_S \quad (1.35)$$

La interpretación de estas ecuaciones sugiere que la intensidad de la sonda aumenta a medida que se va cruzando con la onda de bombeo. Esta última lógicamente va perdiendo intensidad a medida que transfiere su energía a la sonda. La amplificación de ésta es mayor cuanto más se aproxime su frecuencia a  $\nu_i - \nu_B$ .

Estas ecuaciones no pueden ser resueltas analíticamente, sin embargo, si se desprecia la atenuación de la onda de bombeo podemos hacer una aproximación de la intensidad de la sonda al comienzo de la fibra:

$$I_S(0) = I_S(L) e^{g_B I_i(0) L_{ef} - \alpha L} \quad (1.36)$$

Lo que significa que la intensidad de la sonda aumenta de manera exponencial a medida que se propaga por la fibra en sentido contrario a la de bombeo. Además, es importante notar que

la eficiencia de esta amplificación depende de la intensidad del bombeo inyectado en la fibra  $I_i(0)$ . La intensidad y la potencia se relacionan a través del área efectiva  $I = P/A_{ef}$ .

#### 1.4.4 Influencia del bombeo

Para que el proceso de SBS tenga lugar en una fibra es necesaria la creación de una onda acústica coherente, y que ésta se mantenga durante el tiempo suficiente para interactuar con el bombeo. Como ya hemos comentado el tiempo de vida media de los fonones es de unos 10 nanosegundos. Por ello, el pulso de bombeo debe ser más largo que 10ns o tener una tasa de repetición muy alta. Consideremos las dos situaciones:

- A. *Pulso muy corto y frecuencia de repetición muy alta.* Esta situación puede ser equivalente a una onda continua o una onda con datos binarios modulados sobre ella, creando una onda cuasi-continua. El tiempo entre pulsos debe ser suficientemente pequeño para poder estimular el fonón. Si la frecuencia o tasa de repetición es muy baja (<10 MHz) la onda acústica se desvanece por completo antes de que llegue el siguiente pulso, con lo que no puede ser excitada para producir la modulación en el índice de refracción del material.
- B. *Pulso ancho y tasa de repetición baja.* La anchura del pulso debe ser mayor que 10 ns. De esta forma el mismo pulso puede inducir la creación del fonón acústico e intervenir en el proceso de dispersión. Con un pulso más corto que 10 ns la onda acústica se desvanecerá antes de que llegue el siguiente pulso.

En cualquiera de estas situaciones la potencia umbral puede llegar a ser de sólo 1mW para fibras monomodo estándar.

Otro aspecto del bombeo a tener en cuenta es su anchura espectral. La potencia umbral aumenta drásticamente cuando la anchura espectral de la onda de bombeo es mayor que la anchura de la curva de ganancia Brillouin, que es de unos 35 MHz para fibras de Sílice [16], aunque puede llegar a los 100 MHz debido a inhomogeneidades del material.

Cuando la onda de bombeo es modulada, su anchura espectral aumenta repartiéndose la energía en las diferentes componentes, lo que conlleva un aumento en la potencia umbral. Ésta es una técnica habitual para evitar la dispersión Brillouin en líneas de transmisión por fibra óptica. El tipo de modulación y la velocidad de transmisión binaria son factores

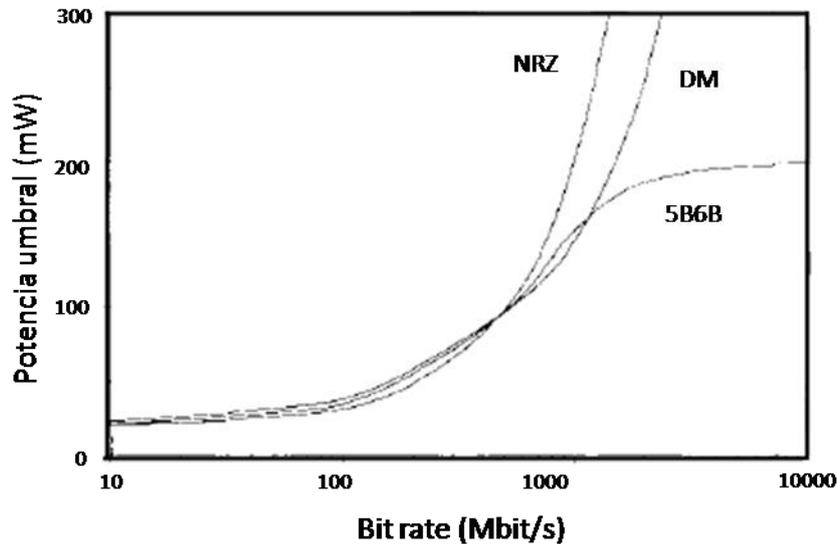


Fig. 1.7 Evolución de la potencia umbral con la velocidad de transmisión binaria para diferentes técnicas de codificación [18].

importantes. Se ha demostrado [17] que para una línea de transmisión de 100 km trabajando a 1550 nm se puede aumentar la potencia umbral por un factor 50 usando una señal con modulación PSK a 1GHz. La figura 1.7 muestra la evolución de la potencia umbral con la velocidad de transmisión binaria para diferentes técnicas de codificación [18].

La anchura del pulso no sólo influye en la potencia umbral, sino también en la anchura de las componentes Stokes y anti-Stokes. Además, si se desea utilizar el análisis de la dispersión Brillouin en la fibra para localizar eventos como diferencias de presión o temperatura de un modo similar a como lo hace un OTDR, la anchura del pulso determinará la resolución espacial [19]. Cuanto más estrecho es el pulso, mayor es la resolución espacial, pero también aumenta la anchura espectral de la luz dispersada y la forma del espectro se aleja del perfil Lorentziano original. La figura 1.8 muestra la distribución espectral de la luz dispersada para distintos valores de la anchura del pulso de bombeo ( $\tau$ ). Se observa que ésta se ensancha fuertemente y comienza a alejarse del perfil Lorentziano cuando el pulso de bombeo se estrecha por debajo de los 10 ns.

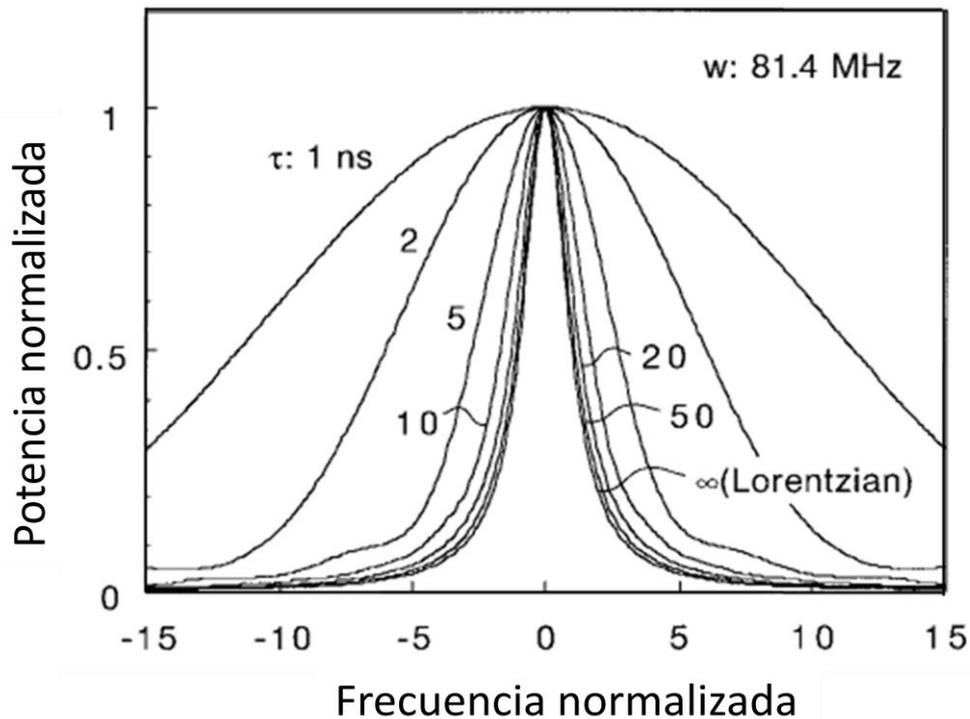


Fig. 1.8 Distribución espectral de la luz dispersada por dispersión Brillouin para diferentes pulsos de bombeo. La frecuencia normalizada es:  $(\nu - \nu_B)/(\omega/2)$ , siendo  $w$  la anchura a potencia mitad de  $g_B(\nu)$ . La potencia está normalizada a la potencia de pico en cada caso [19].

Por otro lado, la potencia de pico de la luz dispersada aumenta con la anchura del pulso ( $\tau$ ), como se ilustra en la figura 1.9.

Otra de las características del bombeo que influye drásticamente en el proceso de dispersión Brillouin es obviamente su longitud de onda. Respecto a la frecuencia de la onda de bombeo, el salto en frecuencia de la luz dispersada,  $\nu_B$ , varía inversamente con la longitud de onda de bombeo, como se desprende de la ec. 1.20. Esta dependencia fue verificada experimentalmente por Tsun y sus colaboradores en 1991 [11]. Utilizando un laser sintonizable en el rango de 1550 nm y tres fibras diferentes obtuvieron los resultados que se muestran en la figura 1.10 se observa que hay una gran linealidad en los resultados, de acuerdo con lo esperado teóricamente. Los valores de las pendientes se sitúan en torno a 1.7 MHz/ $\mu\text{m}$ . También se observa que el salto en frecuencia depende del tipo de fibra, lo que analizaremos en profundidad en el siguiente apartado.

El espectro Brillouin de una fibra puede presentar varios picos como se analiza en el apartado 1.4.5. Se ha demostrado que cuando la potencia de bombeo supera la potencia umbral, el pico principal del espectro Brillouin aumenta mientras que la potencia dispersada por los otros modos decrece hasta desaparecer [20]. Esto significa que cuando se alcanza el régimen de SBS

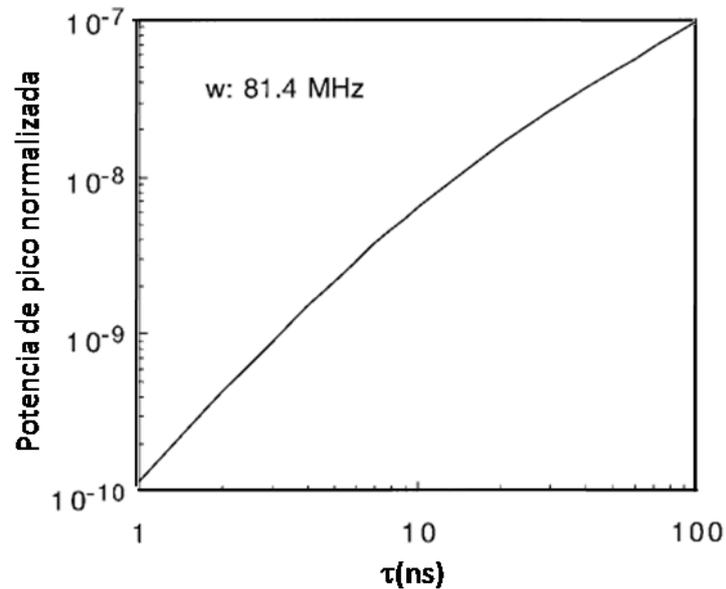


Fig. 1.9 Relación entre la anchura del pulso de bombeo  $\tau$  y la potencia de pico de la luz dispersada por dispersión Brillouin [19].

sólo un tipo de fonón, cuya frecuencia corresponde con la periodicidad del batido entre el bombeo y la onda Stokes, continúa participando substancialmente en el proceso de dispersión. Ello, además, conlleva un mayor número de fonones de ese tipo en la fibra, con un tiempo de vida más largo, provocando un estrechamiento de la curva de ganancia de los fotones dispersados Stokes (véase ec 1.25).

#### 1.4.5 Influencia de la fibra

El tipo de fibra es un factor fundamental en el proceso de dispersión Brillouin. Características como la densidad del material, el perfil de índice, la estructura de la fibra, la concentración de dopantes o la existencia de gradientes de tensión y temperatura afectan de forma muy importante a las características de los fonones presentes en la fibra y, por extensión, a la frecuencia y la anchura espectral de la luz dispersada así como al valor de la potencia umbral.

### 1.4.5.1 Concentración de dopantes

La naturaleza, su concentración y la distribución de los dopantes en la fibra, especialmente en el núcleo, inciden en las propiedades de los fonones generados en la misma.

En la figura 1.10, los valores representados por triángulos corresponden a una fibra cuyo núcleo es de Sílice pura. Los otros dos conjuntos de datos corresponden a fibras dopadas con

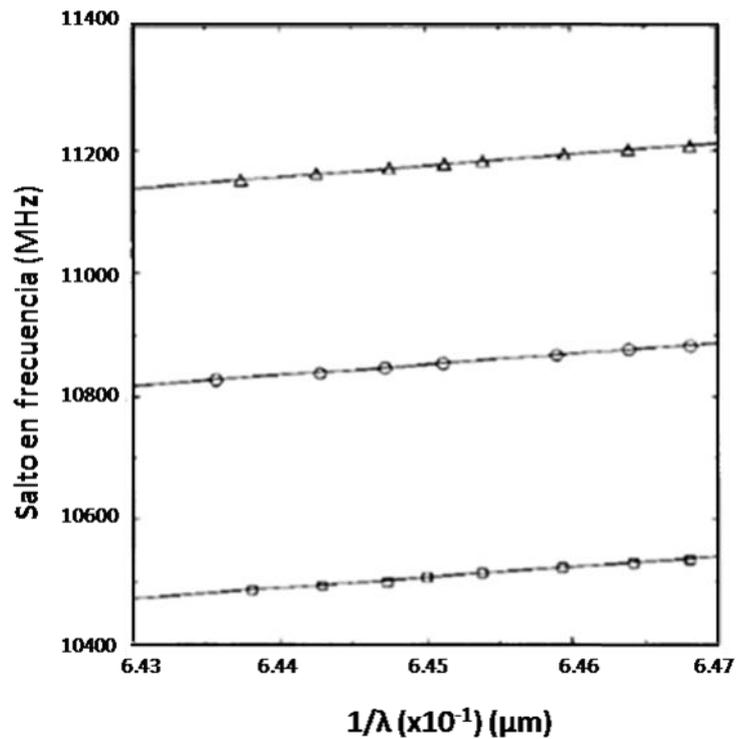


Fig. 1.10 Salto en frecuencia de la onda Stokes en función de la longitud de onda del bombeo para tres tipos de fibra [11].

$\text{GeO}_2$ , siendo la concentración de dopantes menor en el caso de la fibra cuyos datos se representan con círculos. Se puede deducir que el salto en frecuencia Brillouin es menor cuanto mayor es la concentración del dopante. Esta dependencia fue estudiada experimentalmente por R.W. Tkach y sus colaboradores [21]. Midieron el espectro Brillouin de tres tipos de fibras. La fibra A es una fibra con núcleo de Sílice cuya concentración de  $\text{GeO}_2$  es de 0.3 wt%. La fibra B es una fibra de tipo “depressed-cladding” cuya concentración de  $\text{GeO}_2$  en el núcleo es del 2.5 wt% y la fibra C es una fibra de dispersión desplazada con núcleo triangular con una concentración máxima de  $\text{GeO}_2$  del 8 wt%. La figura 1.11 muestra los espectros obtenidos para cada fibra. Se observa que el espectro de la fibra de dispersión desplazada tiene una mayor anchura. Esto se debe a que su núcleo no tiene un perfil uniforme y la concentración de dopantes varía a lo largo de la fibra. La fibra B presenta un espectro con

dos picos, lo que significa que el modo de propagación en la fibra abarca dos zonas con concentraciones de  $\text{GeO}_2$  diferentes y bien definidas, si bien la presencia de varios picos no viene siempre justificada por este hecho como se verá más adelante.

Para soslayar el problema de la concentración de dopantes inhomogénea dentro del núcleo, se realiza un promediado teniendo en cuenta la forma del modo en la fibra, es decir, la distribución de la intensidad en el plano transversal, para obtener una concentración efectiva

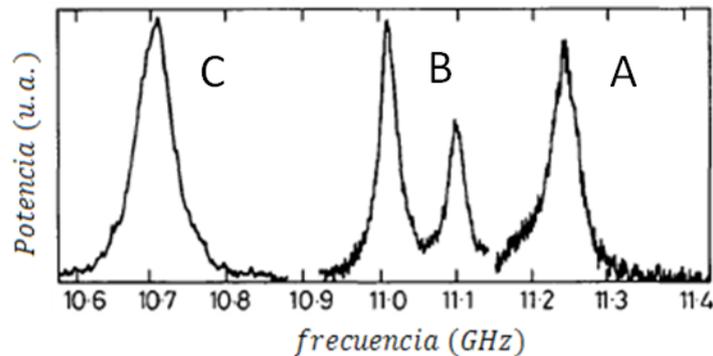


Figura 1.11 Distribución espectral de la luz dispersada por dispersión Brillouin en tres tipos de fibras cuyo núcleo está dopado con  $\text{GeO}_2$  [21]. La fibra A es de salto de índice con una concentración de dopante de 0.3 wt%, la fibra B es de tipo "depressed-cladding" con concentración de 2.5 wt% y la fibra C de dispersión desplazada con un 8 wt% de  $\text{GeO}_2$ .

del dopante. De este modo, se ha obtenido una relación lineal entre la concentración efectiva de  $\text{GeO}_2$  y el salto en frecuencia de -89 MHz/wt% [20].

La anchura de la curva de ganancia también depende de la concentración y del tipo de dopantes. Para fibras dopadas con  $\text{GeO}_2$ , cuanto mayor es la concentración mayor es la anchura con una relación de 1.4 MHz/wt% [22].

#### 1.4.5.2 Estructura de la fibra y perfil de índice

La presencia de varios picos en el espectro Brillouin de una fibra también puede ser debida a la intervención de diferentes modos de los fonones acústicos [20]. En términos generales se puede decir que cada estructura (continua, micro estructurada, etc.) puede ofrecer diferentes modos de vibración mecánica y, por tanto, la dispersión Brillouin puede ofrecer tantos picos como modos vibratoriales (fonones acústicos de diferente frecuencia) ofrezca la estructura. Serán más perceptibles los modos de orden inferior por generar, en general, vibraciones más intensas. Debido a la estructura cilíndrica de la fibra, pueden existir en el núcleo y en la

cubierta modos vibracionales que no se encuentran en el material en bruto. La solución de la ecuación de las ondas acústicas en esta estructura cilíndrica, considerando la cubierta de espesor infinito y el núcleo de diámetro  $D$ , da lugar a distintas resonancias en el modo longitudinal cuando  $D \sim \lambda$ , que se van degenerando, es decir, agrupándose en un menor número de ellas, conforme aumenta el diámetro del núcleo. Cada modo tiene una velocidad diferente que toma valores comprendidos entre la velocidad en el núcleo y la velocidad en la

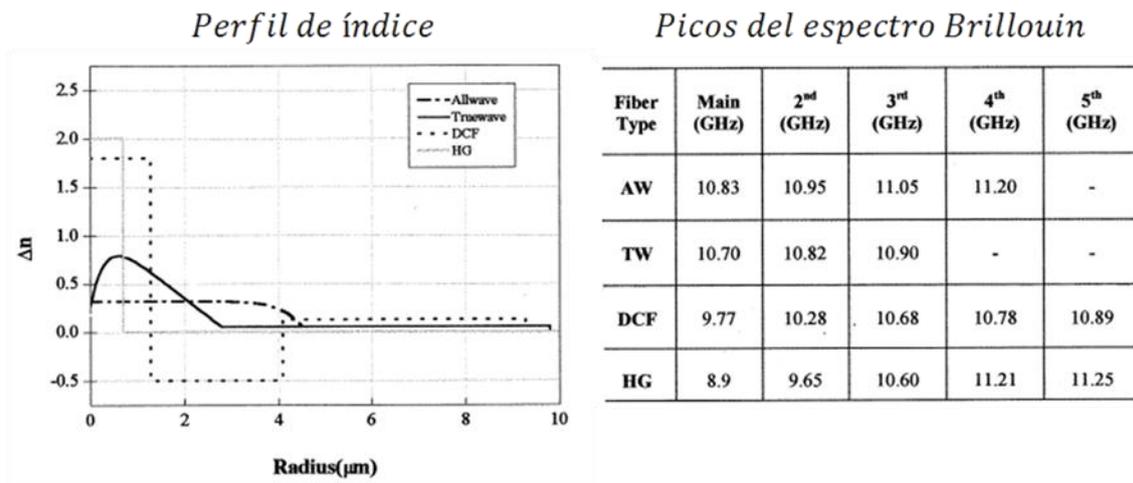


Figura 1.12 Picos del espectro Brillouin para 4 fibras con diferente perfil de índice [20].

cubierta. Son conocidos como “leaky modes” [23] ya que se atenúan muy rápidamente. Sin embargo pueden producir dispersión dando lugar a múltiples picos en el espectro Brillouin. La figura 1.12 muestra las distintas resonancias observadas en 4 fibras con diferente perfil de índice. La separación entre los picos es mayor para las fibras DCF (fibra compensadora de la dispersión) y HG (fibra altamente dopada con Ge) debido al menor tamaño de su núcleo (2.5 y 1.7  $\mu\text{m}$ . respectivamente) y su alto contraste en índice de refracción. La separación de los picos en las fibras AW (allwave) y TW (truewave) es similar debido a que el tamaño de sus núcleos también lo es (8.1 y 7.2  $\mu\text{m}$ ).

La estructura de la fibra y el perfil de índice también afectan a otras propiedades de la dispersión Brillouin como la potencia umbral. Cuanto menor sea el tamaño del modo, mayor confinamiento de la energía óptica se produce, lo que favorece la aparición de fenómenos no lineales, como la dispersión Brillouin. A una longitud de onda dada, el tamaño del modo se puede reducir aumentando el contraste en el índice de refracción (mayor dopaje), lo que se puede conseguir incluso, reduciendo el diámetro del núcleo. Ello incide en la obtención de potencias umbrales menores. Equivalentemente, sucede que cuanto menor sea el área

efectiva ( $A_{ef}$ ), menor será la potencia umbral, como se deduce de la ecuación 1.29. La tabla 1.1 resume los datos obtenidos por Mao y sus colaboradores [24] que estudiaron esta dependencia en diferentes tipos de fibras.

Tabla 1.1. Parametros estructurales y potencia umbral de diferentes fibras [24].

Parámetro	Box1	Box2	DSF1	DSF2
Área efectiva ( $\mu\text{m}^2$ )	89.9	89.9	63.7	35.8
Longitud total (Km)	64.5	64.8	25	13
Atenuación (dB/Km)	0.20	0.20	0.22	0.31
Longitud efectiva (Km)	20.6	20.6	14.2	8.5
Potencia umbral (dBm)	6.6	8.5	6.7	6.5

Se observa que las fibras de dispersión desplazada (DSF, por sus siglas en inglés) tienen una potencia umbral similar a las otras dos que tienen una mayor longitud efectiva debido a que su área efectiva es menor. *Box 1* y *Box 2* hacen referencia a concatenaciones de segmentos de fibras del mismo tipo. A pesar de tratarse de segmentos del mismo tipo de fibra, existen pequeñas diferencias en el salto en frecuencia que provocan por dispersión Brillouin. La diferencia entre la frecuencia Brillouin de cada segmento es mínima en el conjunto *Box1*, mientras que es máxima en el conjunto *Box2*, lo que explica que la potencia umbral sea mayor en este caso.

#### 1.4.5.3 Elongación y temperatura de la fibra

Como se ha demostrado anteriormente (ecuación 1.20), el salto en frecuencia por dispersión Brillouin,  $\nu_B$ , depende del índice de refracción,  $n$ , y de la velocidad acústica,  $V_A$ , de los fonones en la fibra. Consiguientemente todas las variables (físicas o químicas) que afecten a los citados parámetros producen una desviación de  $\nu_B$ .

$$\frac{dv_B}{dT} = \frac{2}{\lambda} \left[ V_A \frac{dn}{dT} + n \frac{dV_A}{dT} \right] \quad (1.37)$$

Tanto la temperatura (T) como la elongación mecánica influyen en  $n$  y en  $V_A$ , por lo que variaciones de las mismas provocan modificaciones del salto en frecuencia de Brillouin. En el caso de la temperatura las influencias surgen de los coeficientes termo-ópticos y termo-mecánicos de la fibra. Se ha demostrado que aproximadamente la variación de la velocidad acústica se cifra en un 7% en el rango de temperaturas entre 20 y 160 °C.

D. Culverhouse y sus colaboradores [25] midieron el desplazamiento ( $dv_B/dT$ ) en una fibra con un segmento de 150 m enfriado a 0 °C y otro de 350m calentado a 30 °C. Obtuvieron dos picos en el espectro Brillouin, correspondientes a las dos zonas de la fibra, que estaban distanciados 171.41 MHz. Esto supone un desplazamiento de 5.7 MHz/°C.

En cuanto al efecto de la elongación mecánica ( $\Delta l$ ) en la fibra, se define el coeficiente  $C_S$  como:

$$C_S = \frac{1}{v_B} \frac{dv_B}{d\epsilon} = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\epsilon} + \frac{1}{V_A} \frac{dV_A}{d\epsilon} \quad (1.38)$$

siendo  $\epsilon$  la elongación relativa, se ha demostrado [26] que la relación entre el salto en frecuencia y la elongación es lineal, con lo que podemos expresarlo de la siguiente forma:

$$C_S(\epsilon) = v_B(0)[1 + C_S\epsilon] \quad (1.39)$$

Experimentalmente se ha hallado un valor de 4.6 para  $C_S$ , y se ha observado que apenas varía con el tipo de fibra, a pesar de que su salto en frecuencia característico (en condiciones normales) sea muy distinto de unas a otras. La figura 1.13 muestra como el salto en frecuencia Brillouin aumenta cuando se estira una fibra mientras que la anchura de la curva de ganancia no se ve afectada por la tensión [22].

El efecto de una presión lateral sobre una fibra estándar también se traducirá en un desplazamiento de la frecuencia de la onda Stokes, si bien ha sido demostrado que una presión lateral de hasta 2.2 kg/m<sup>2</sup> tiene un efecto reducido [27].

En general, tanto la dependencia con la temperatura como con la tensión se deben, fundamentalmente, a un cambio en la velocidad acústica, más que a la modificación del índice de refracción.

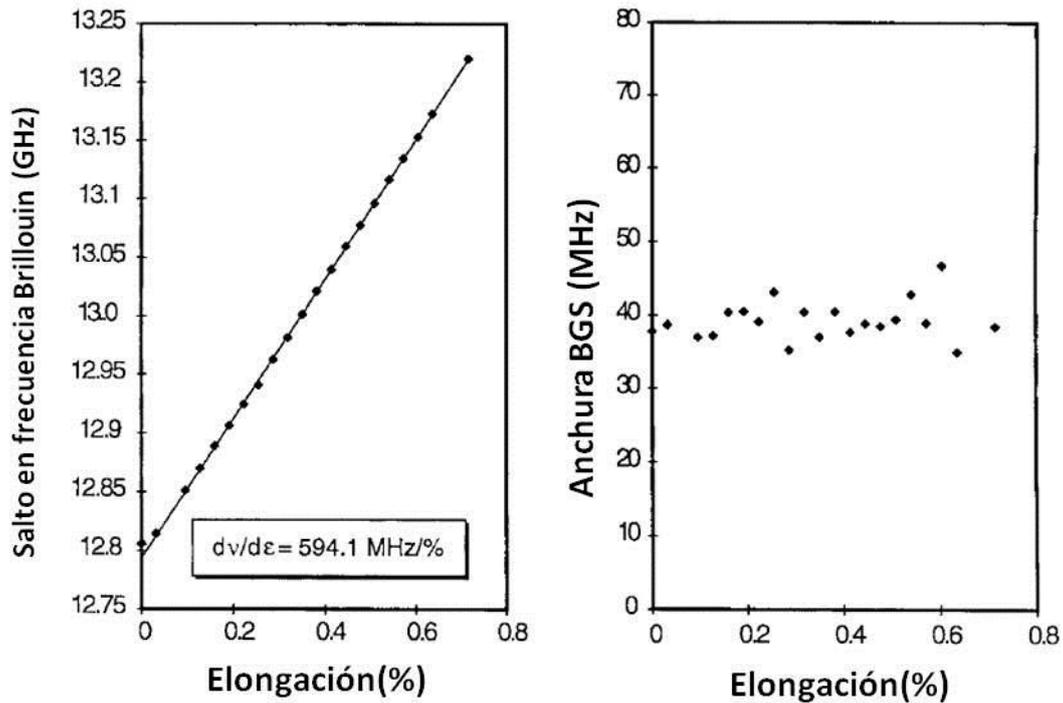


Fig. 1.13 Evolución de salto en frecuencia Brillouin y la anchura de la curva de ganancia en función de la elongación de la fibra [22].

#### 1.4.6 Optimización del efecto

La dispersión Brillouin en fibras ópticas puede ser utilizada para amplificar señales ópticas, para actuar como filtros activos de una anchura espectral muy pequeña (~35 MHz) o para realizar sensores de fibra óptica, entre otros.

Si los dispositivos se basan en SBS, para optimizar el efecto (máxima ganancia de la señal de sonda) es necesario que la interacción entre los campos eléctricos de las ondas de bombeo y de sonda sea máxima, jugando la polarización un papel relevante. Polarizaciones paralelas posibilitaran la optimización del efecto, mientras que polarizaciones cruzadas harán que el efecto se desvanezca. Incluyendo la polarización en la expresión aproximada de la potencia umbral (ec. 1.29) se puede deducir [28]:

$$P_{th} \approx 21 \frac{KA_{ef}}{g_B L_{ef}} \quad (1.40)$$

donde K es una constante determinada por el grado de libertad de la polarización:

$$K = \frac{1}{\eta_m} \quad (1.41)$$

Siendo  $\eta_m$  la eficiencia de la interacción entre las dos ondas contra propagantes. Cuando las dos ondas presenten polarizaciones lineales paralelas, el valor de  $K$  será la unidad, mientras que  $K = 2$  si los vectores del campo eléctrico forman un ángulo de  $45^\circ$ . Cuando el estado de polarización de las ondas es aleatorio el valor de  $K$  es 1.5, esto es, la potencia umbral aumenta en un 50%. Si la polarización no es lineal, la orientación, la elipticidad y el sentido de rotación deben ser los mismos (desde el mismo punto de vista) para que la interacción entre las dos ondas sea máxima.

## Capítulo 2:

---

# *Estado del arte y de la técnica de dispositivos ópticos basados en la dispersión Brillouin.*

---

En términos generales la dispersión Brillouin en fibras ópticas se utiliza en 3 áreas: la amplificación y el filtrado de señales muy estrechas, la medida distribuida de temperatura y/o elongación y la generación de láseres de línea muy estrecha. En lo que sigue se efectúa una revisión del estado del arte y de la técnica.

### **2.1 Filtros activos sintonizables**

La tecnología de los filtros activos por dispersión Brillouin se basa en el proceso de SBS. Se trata de bombear una fibra a una frecuencia que sea exactamente la de la señal a amplificar desplazada el valor de la frecuencia Brillouin. Así, por el proceso de dispersión estimulada de Brillouin se transfiere energía de la onda de bombeo a la señal a amplificar. El ancho de ganancia puede ser de unos 50 MHz, dependiendo en gran medida de las características de la fibra y del bombeo como se explicó en el capítulo anterior. La ganancia máxima dependerá de la intensidad de bombeo y de las características de la fibra.

Los primeros en proponer la utilización de la dispersión Brillouin en fibras ópticas para realizar amplificación fueron N.A. Olsson y J. P. Van der Ziel en 1986 [29]. Presentaron un amplificador Brillouin de fibra óptica bombeado a 1.5  $\mu\text{m}$  por un laser de semiconductor. La

ganancia obtenida fue de 4.3 dB/mW y la anchura de ganancia era de 150 MHz debido a inhomogeneidades en la fibra. La fibra utilizada fueron 5 segmentos de fibra monomodo con una longitud total de 37.5 km. Un año más tarde [30] consiguieron una ganancia de 5.5 dB/mW y una anchura de 15 MHz usando una fibra monomodo de 30 Km. Modulando el laser de bombeo a 10 Mbit/s consiguieron ensanchar la banda de ganancia hasta los 150 MHz. El montaje experimental utilizado se muestra en la figura 2.1. También en 1986, C.G. Atkins y sus colaboradores [31] propusieron utilizar SBS como mecanismo de filtrado activo para técnicas de detección homodina en sistemas de comunicaciones. Ese mismo año, la amplificación Brillouin fue propuesta [32] para realizar la selección de canales en sistemas de transmisión DWDM, logrando aislar canales separados en 140 MHz.

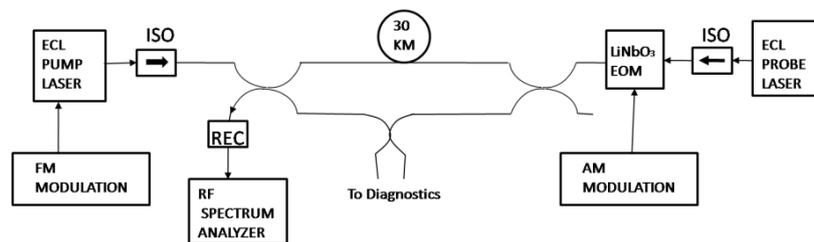


Fig. 2.1. Montaje experimental del primer amplificador Brillouin de fibra óptica [30].

Otra aplicación de la amplificación por SBS fue propuesta por X. Steve Yao en 1997 [33]. Se trataba de un oscilador optoelectrónico (véase figura 2.2) capaz de generar señales ópticas con gran pureza espectral y sintonizables, en el rango de microondas. Este dispositivo utilizaba la técnica conocida como BSSA (Brillouin Selective Sideband Amplification) [34]. Esta técnica consiste en utilizar la dispersión Brillouin para amplificar las bandas laterales de una portadora modulada. La estrechez de la curva de ganancia Brillouin permite amplificar las bandas laterales (menos intensas pero cargadas de información) aisladas de la portadora (con más intensidad pero sin información). La mayor ventaja de esta técnica de amplificación es que toda la energía del bombeo se invierte en amplificar el estrecho rango espectral donde se encuentra la información.

En 2000, A. Loayssa y sus colaboradores [35] presentaron la técnica conocida como OCBP por sus siglas en inglés (*Optical Carrier Brillouin Processing*), que consiste en modificar la fase y la amplitud de la portadora óptica mediante el proceso de SBS, con lo que se consigue compensar la diferencia de fase entre la portadora y las bandas laterales debida a la propagación a través de una fibra óptica dispersiva así como aumentar la profundidad efectiva de modulación, reduciendo las pérdidas de inserción de las señales de RF transmitidas a través de un enlace óptico.

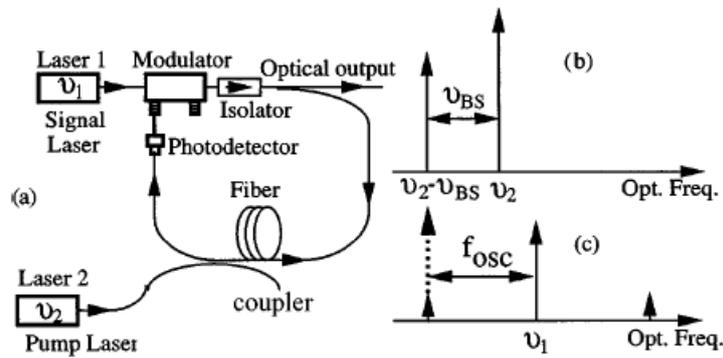


Fig. 2.2 (a) Esquema del oscilador electroóptico (OEO) Brillouin. (b) y (c) Esquemas espectrales mostrando la amplificación Brillouin de bandas laterales y la frecuencia de oscilación del OEO [33].

En el año 2002, T. Tanemura y sus colaboradores [36] presentaron una técnica de filtrado con un espectro de transmisión variable basada en SBS en fibras ópticas. Aplicando una modulación BPSK a la señal de bombeo, consiguieron ensanchar y modelar la curva de ganancia. Las curvas de ganancia obtenidas se muestran en la figura 2.3. Obtuvieron una anchura máxima de 1.5 GHz a 3 dB y 2 GHz a 10 dB.

En 2005 J.M. Subías Domingo y sus colaboradores [37] propusieron una técnica para analizar espectros ópticos basados en la dispersión Brillouin (BOSA). Se trata de bombear la fibra con

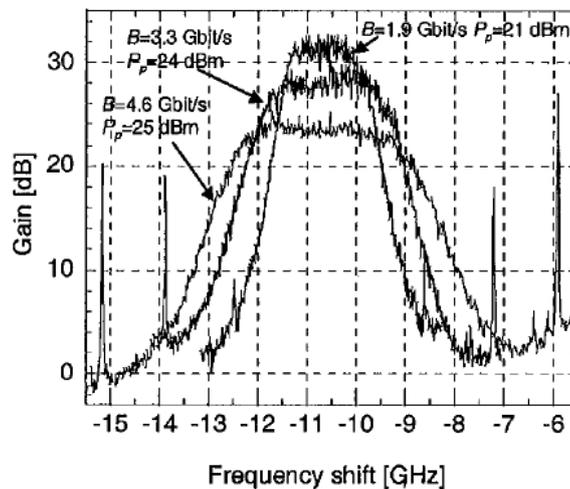


Fig. 2.3 Curva de ganancia Brillouin obtenida para ondas de bombeo con diferentes potencias y modulación BPSK a diferentes velocidades de transmisión [36].

un laser que hace un barrido muy rápido en longitud de onda, de forma que en cada instante se está amplificando una región muy estrecha del espectro. Así, se pueden analizar rangos espectrales relativamente anchos con una resolución de 0.08 pm.

En los últimos años, ha sido investigada la capacidad de amplificación Brillouin de diferentes tipos de fibras [38, 39]. También se ha propuesto un método para amplificar señales periódicas [40]. El espectro de ganancia Brillouin es la convolución entre la curva de ganancia Brillouin

intrínseca y el espectro de la señal de bombeo. El método consiste en modular el bombeo de forma que la curva de ganancia tenga sus picos superpuestos con los de la señal periódica, maximizando la eficiencia de la amplificación por SBS.

En 2010, O. Terra y sus colaboradores [41] presentaron una “amplificador de fibra Brillouin” (FBA, por sus siglas en inglés) para la transmisión coherente de frecuencias ópticas hasta una distancia de 480 km con una única etapa amplificadora. Con este método se han alcanzado ganancias de hasta 50 dB para pequeñas señales, con la gran ventaja de su funcionamiento bidireccional.

A finales de 2011, W. Zhang y sus colaboradores [42] desarrollaron un filtro fotónico sintonizable basado en la dispersión Brillouin. Esta técnica utiliza una señal de bombeo con dos bandas laterales y supresión de la portadora, contra propagante con una señal modulada en fase en el rango de RF. Se consiguió un rango de sintonización de 1 a 20 GHz y un ancho de banda a 3 dB de 20 MHz. También en 2011, A. Wise y sus colaboradores [43] diseñaron un filtro óptico muy abrupto y sintonizable, basado en las propiedades de la polarización de la dispersión Brillouin estimulada. Ya en 2012, J. Sancho y sus colaboradores [44] presentaron un filtro fotónico de microondas sintonizable, multicanal y reconfigurable basado en redes de difracción dinámicas de Brillouin (DBG, por sus siglas en inglés). La selectividad y el rango espectral y del filtro son función del número de DBGs y de su posición en la fibra respectivamente.

Por tanto, el efecto de la dispersión Brillouin en fibras ópticas es aprovechado para el filtrado de señales desde la década de los 80. Se han presentado múltiples dispositivos y técnicas, basadas en su mayoría en la manipulación de la señal de bombeo, adaptables a diferentes tipos de señales. Sin embargo, no se ha desarrollado hasta el momento un dispositivo o técnica capaz de modificar, tanto en cuanto a la anchura total como a la forma, el espectro de transmisión de estos filtros, lo que permitiría adaptarlos para su utilización en cualquier tipo de aplicación. Además, la complejidad de los sistemas presentados, junto con la necesidad de utilizar componentes costosos, como láseres de línea muy estrecha, moduladores electro-ópticos o fotodetectores de gran ancho de banda, hace que en general su coste económico sea elevado dificultando su desarrollo a nivel comercial. En lo que se refiere a la ganancia obtenida, obviamente es deseable que ésta sea lo mayor posible, si bien este parámetro depende fundamentalmente del tipo de fibra que se utilice, así como de la distribución espectral y la potencia del bombeo, como se ha explicado en el capítulo 1. En el capítulo 6 se

describirán las aportaciones del autor a esta área durante el trabajo conducente a esta tesis doctoral.

## **2.2 Medida distribuida**

Desde que en 1989 surgiese la idea de utilizar la dispersión Brillouin como sensor de temperatura [25], esta aplicación ha sido objeto de una intensa investigación. Diferentes técnicas han sido propuestas como se verá a continuación. También se utiliza el efecto Brillouin como sensor de elongación [45]. En ambos casos, se trata de analizar el desplazamiento en la frecuencia Brillouin de una fibra debido a los cambios de temperatura y/o elongación a los que se somete. Una técnica para discriminarlos es aislar el efecto de la temperatura del de la elongación. Para efectuar la medida distribuida de la variable objeto se combina el efecto base de la transducción (en este caso la dispersión Brillouin) con técnicas de reflectometría óptica para situar la posición de medida a lo largo de la fibra. Así, utilizando un bombeo pulsado, a través del “tiempo de vuelo” se puede medir la dispersión Brillouin espontánea de cada posición de la fibra (observando una separación mínima entre eventos objeto de medida) y, por tanto, deducir el estado de la variable objeto, lo que se conoce como técnica BOTDR (*Reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo*). Inyectando una señal “semilla” o sonda, contra propagante al bombeo, se genera en la fibra SBS y su análisis da lugar a la técnica conocida como BOTDA (*Análisis óptico de Brillouin en el dominio del tiempo*). La primera referencia concerniente a la técnica BOTDA fue propuesta en 1989 por T. Horiguchi y sus colaboradores [46]. Inyectaron en una fibra un bombeo pulsado y una señal continua contra propagante (o sonda) que se barre en frecuencia. Así, cuando la diferencia entre la frecuencia de la sonda y la del bombeo corresponde al salto en frecuencia Brillouin, la ganancia de la señal de la sonda recibida al inicio de la fibra será máxima. Analizando la ganancia en función del tiempo y la frecuencia se puede establecer el valor de  $\nu_B$  en cada punto de la fibra. La intensidad recibida al inicio de la fibra debida a SBS puede situarse dos órdenes de magnitud por encima de la intensidad recibida debido a la dispersión Rayleigh si la potencia de bombeo es superior a un 1mW. La precisión en las medidas de elongación realizadas por Horiguchi y sus colaboradores fue de  $2 \times 10^{-5}$ , con una resolución espacial de 100 m [45]. Esta técnica fue también utilizada por T.Kurashima y sus colaboradores [47] en 1990 para realizar un sensor de temperatura con precisión de 3 °C y resolución espacial de 100 m sobre una fibra de 1.2 Km. Cinco años después X.Bao y sus colaboradores [48] presentaron un sensor de temperatura basado en BOTDA con una precisión de 1 °C y resolución espacial de 5 m, para una fibra de 51 Km.

En general, existen dos formas de implementar esta técnica. Una forma es utilizando dos láseres, uno para el bombeo y otro para la sonda. Es la técnica propuesta por Horiguchi y utiliza una señal de bombeo pulsada siendo la separación en frecuencia de los dos láseres controlada mediante una técnica de detección heterodina. En este caso también es necesario un PPL (Phase Lock Loop) para “enganchar” las dos señales en fase.

M. Nikles [22] y sus colaboradores en 1997 propusieron utilizar un solo láser para generar el bombeo y la sonda. Utilizaron para implementarlo un modulador de intensidad para generar las bandas laterales entorno a la frecuencia central que será la del bombeo. La banda lateral inferior se utiliza como sonda introduciéndola en la fibra en sentido opuesto al bombeo. Variando la frecuencia de modulación entorno a la frecuencia Brillouin de la fibra se detecta el pico de SBS.

En 2004, S.B. Cho y J.J. Lee [49] propusieron una técnica basada en BOTDA con pulso doble que mejora la resolución espacial sin disminuir el rango dinámico. En 2005, A.W. Brown y sus colaboradores [50] presentaron la técnica de “dark-pulse”, basada en BOTDA, que aumenta la resolución espacial hasta los 5 cm en un rango de medida de 100m.

En 2008, J. Yang y sus colaboradores [51] propusieron un método para suprimir la sensibilidad a la polarización de los sistemas BOTDA. Se trata de descomponer el pulso de bombeo en 2 ramas con polarizaciones ortogonales y retrasar una de las ramas un tiempo proporcional a la anchura del pulso. Posteriormente se recombinan haciendo al sistema insensible a la polarización.

Más recientemente se han presentado diferentes técnicas basadas en BOTDA que permiten mejorar la resolución espacial y aumentar el rango de medida. En 2010, Soto y sus colaboradores [52] propusieron un sistema sensor que ofrecía una resolución espacial de 1m en un rango de 50 km utilizando técnicas de codificación del pulso de bombeo. El esquema del montaje utilizado se muestra en la figura 2.4. Ese mismo año, Dong y sus colaboradores [53] presentaron un sistema BOTDA con un rango de medida de 100 Km y una resolución espacial de 2m. Se trataba de realizar multiplexación en el dominio del tiempo, por lo que tanto la señal de bombeo como la sonda estaban pulsadas. También se ha combinado con amplificación Raman a lo largo de la fibra sensora para aumentar el rango de medida más allá de los límites de un sistema BOTDA convencional [54, 55, 56]. A. Zornoza y sus colaboradores [57] propusieron un sistema sensor híbrido, combinando la medida distribuida basada en BOTDA con sensores puntuales, en concreto “tapers” (fibras estiradas para reducir su diámetro), asistido por amplificación Raman para aumentar el rango espacial de medida. Ya en 2012,

Dong y sus colaboradores [58] han presentado una técnica de doble pulso diferencial, basada en BOTDA (DPP-BOTDA, por sus siglas en inglés) con la que se consigue una resolución espacial de 2 cm en un rango de medida de 2 km y una precisión de 2 grados en la medida de temperatura.

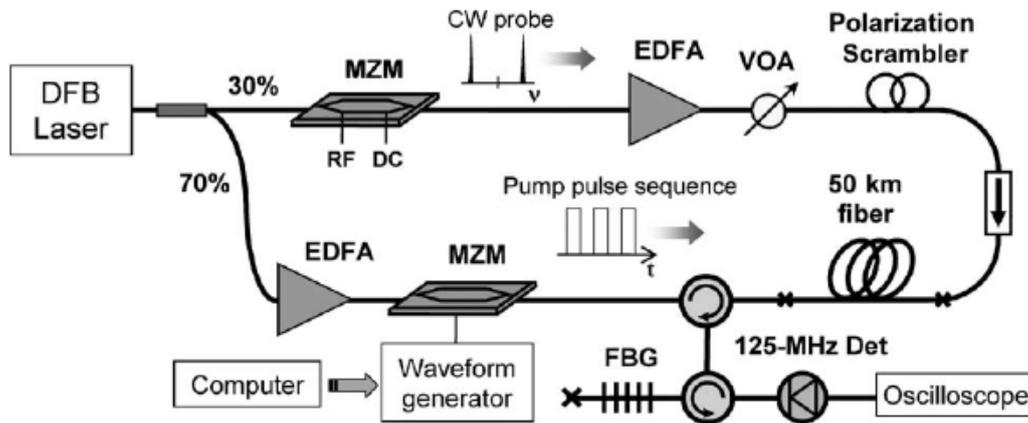


Fig. 2.4 Esquema del montaje utilizado para un sistema sensor BOTDA con codificación del pulso de bombeo [52].

Una de las mayores limitaciones de la técnica BOTDA afecta a potencia de la onda de bombeo, que no puede exceder un determinado límite, a fin de evitar que tengan lugar en la fibra fenómenos no lineales como la inestabilidad de modulación (*MI*, por sus siglas en inglés) [59,60], lo que impediría realizar las medidas con corrección. En 2011, L. Thévenaz y sus colaboradores presentaron un estudio del error cometido en las medidas de un sistema BOTDA debido al agotamiento progresivo de la señal de bombeo según ésta avanza por la fibra sensora [61]. Según este estudio, tanto teórico como experimental, la gran mayoría de los sistemas BOTDA presentados hasta la fecha adolecían de este error en la medida. Para evitarlo, es necesario limitar la potencia de la sonda (en función de la longitud de la fibra sensora) o utilizar la configuración de doble banda lateral.

El efecto de la humedad en la exactitud de las medidas fue considerado por primera vez por C. Galindez y sus colaboradores [62], demostrando una dependencia de  $v_B$  con la humedad relativa del ambiente en el que se encuentra la fibra, si bien esta dependencia es reducida, del orden de los Kilohertzios.

Como se ha mencionado, mediante la *Reflectometría óptica de Brillouin en el dominio del tiempo* (BOTDR) se lanza un pulso de luz en la fibra y se analiza con técnicas heterodinas la luz

dispersada hacia atrás por dispersión Brillouin espontánea. Es una técnica menos eficiente que la técnica BOTDA, mostrándose en la figura 2.5 los esquemas de las configuraciones básicas usadas para ambas técnicas. El primer sistema BOTDR fue presentado en 1992 por Kurashima y sus colaboradores [63] y utilizaba dos láseres Nd:YAG emitiendo en 1320 nm. Uno de ellos se utilizaba como fuente de bombeo, pulsado por medio de un modulador acusto-óptico, y el otro como oscilador local. La frecuencia de ambos láseres se sintonizaba hasta que su diferencia estuviese en torno a  $\nu_B$  con lo que se podía utilizar un detector de pequeño ancho

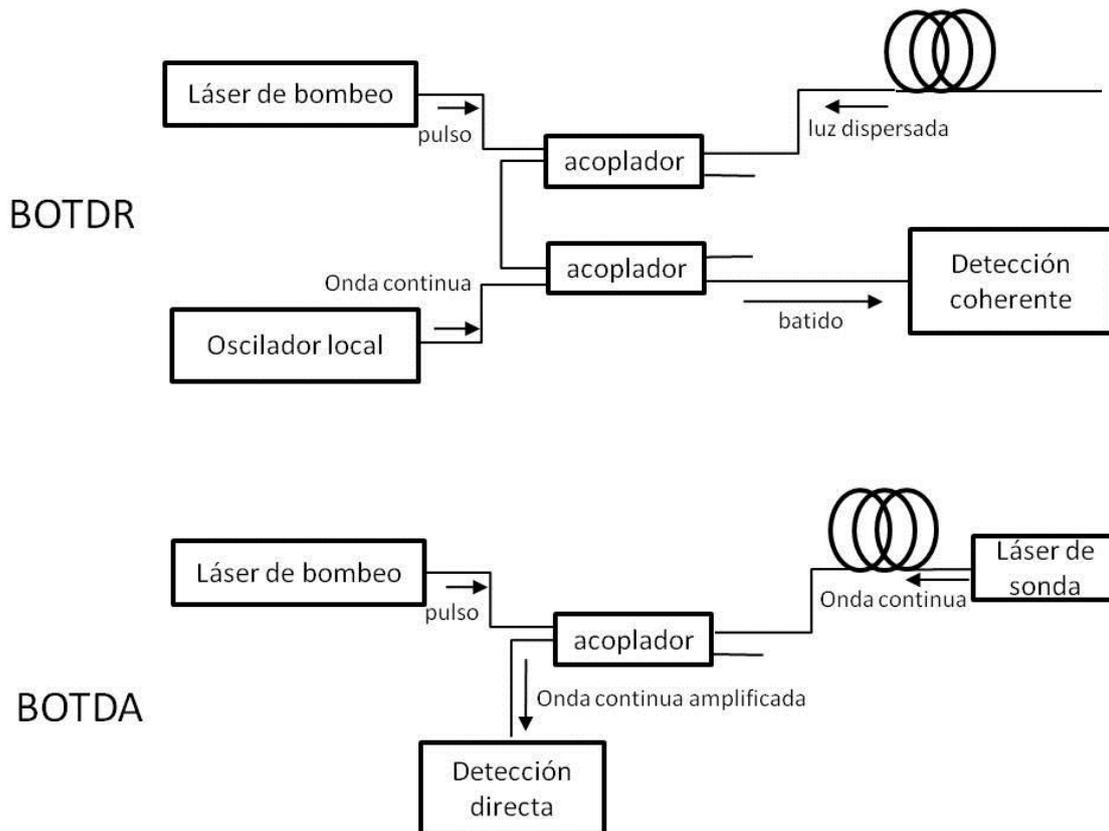


Fig. 2.5 Esquema de la configuración básica de los sistemas de medida distribuida basados en las técnicas BOTDR y BOTDA.

de banda. Se midió la curva de ganancia Brillouin de una fibra de 11 Km con una precisión de 3.6 MHz. (equivalente a  $6 \times 10^{-5}$  en elongación y  $3^\circ\text{C}$  en temperatura) y una resolución espacial de 100 m. Otra variante de la técnica BOTDR fue presentada por K. Shimizu y sus colaboradores [64] en 1994. El sistema trabajaba a 1550 nm con un único láser y utilizando un convertidor de frecuencia. Así se lograba un mejor control de la diferencia de frecuencias. Este sistema ofrece una resolución espacial de 100 m a lo largo de 40 Km de fibra, con una precisión en frecuencia de 1 MHz. ( $2 \times 10^{-5}$  y  $1^\circ\text{C}$  en elongación y temperatura). Más recientemente esta técnica ha sido aplicada por S.M. Maughan y sus colaboradores [65] para realizar medidas distribuidas de temperatura en un rango de 57 Km con una resolución espacial de 20 m y una

precisión por debajo de los 3 grados. En 2005, Alahbabi y sus colaboradores [66] presentaron un sistema sensor basado en BOTDR con un rango de medida de 150 km incluyendo amplificación distribuida bidireccional Raman a lo largo del canal óptico. Obtuvieron una resolución espacial de 50 m con una precisión de 5.2 grados. Dos años más tarde, Koyamada y sus colaboradores [67] propusieron una técnica para mejorar la resolución espacial en sistemas BOTDR, basada en la utilización de un doble pulso de bombeo (DP-BOTDR, por sus siglas en inglés), con la que consiguieron una resolución espacial de 20 cm. La figura 2.6 muestra un esquema del montaje utilizado. En 2008, M.A. Soto y sus colaboradores [68] presentaron un método de codificación del pulso de bombeo que permite disminuir su potencia obteniendo las mismas prestaciones. Un año más tarde, D. Lida y sus colaboradores

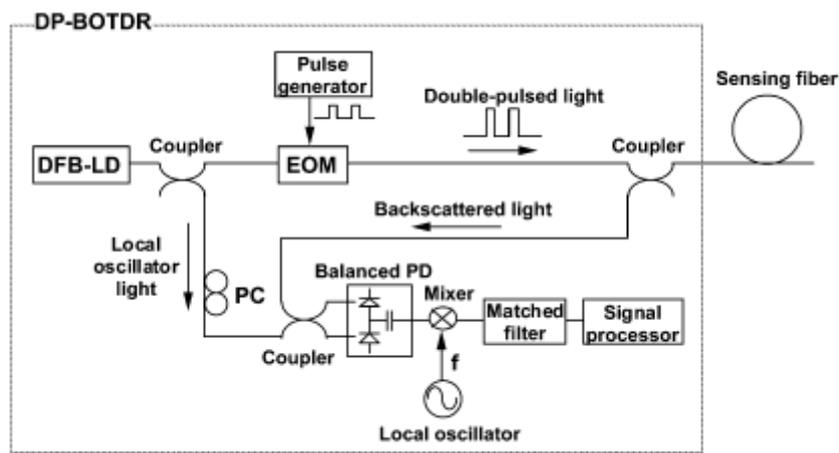


Fig.2.6 Esquema del sistema DP-BOTDR [67]

[69] propusieron una técnica para realizar un sistema sensor basado en BOTDR. Se trata de utilizar la dispersión Brillouin de una fibra de referencia como oscilador local para la detección heterodina de la señal de dispersión Brillouin espontánea en la fibra sensora. Con esta técnica, se reduce el ancho de banda necesario para la medida de la frecuencia Brillouin hasta 200 MHz.

La gran resolución espacial de la técnica BOTDA se debe a que hay interacción entre la onda de bombeo y la sonda, mientras que en la técnica de BOTDR sólo hay una onda propagándose y el proceso de dispersión Brillouin utilizado es el espontáneo en lugar del estimulado.

Otra técnica basada en la dispersión Brillouin es la de la relación de Landau-Placzek (LPR, por sus siglas en inglés), según la cual la relación entre la luz dispersada por efecto Brillouin y la dispersada por efecto Rayleigh sólo depende de la temperatura. Esta técnica permite conocer

la distribución de temperatura en una fibra con insensibilidad a la elongación [70]. Una resolución espacial de 10 m y una precisión de 1.4 °C ha sido lograda con esta técnica [71].

Otra propuesta para utilizar la dispersión Brillouin en fibras ópticas como mecanismo de detección distribuida es la conocida como *Análisis óptico de Brillouin en el dominio de la frecuencia* (BOFDA, por sus siglas en inglés). Esta técnica fue propuesta por D. Garus y sus colaboradores [72] en 1996. Se basa en el análisis de la función de transferencia compleja que relaciona las amplitudes de la onda de bombeo y de la sonda a lo largo de la fibra. La

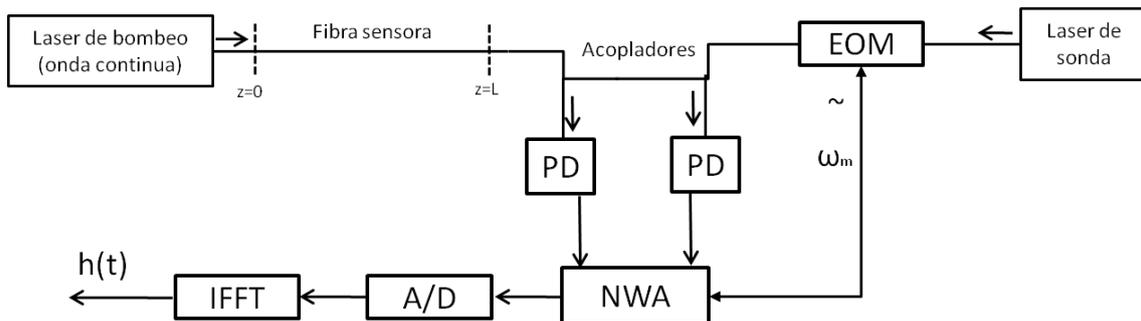


Fig.2.7 Configuración básica de un sensor BOFDA [72].

configuración básica de este sistema se muestra en la figura 2.7. La onda continua que sale de un laser de línea muy estrecha se inyecta en el extremo de una fibra monomodo como señal de bombeo. En el otro extremo se introduce la salida de otro laser también muy estrecho cuya frecuencia esta desplazada una cantidad  $\nu_B$  con respecto a la frecuencia del laser de bombeo. La sonda se modula en amplitud con una frecuencia de modulación variable  $\omega_m$ . El bombeo se modula de forma indirecta dentro de la fibra debido a la transferencia de energía hacia la sonda. La salida de los fotodetectores (PD) se lleva a un analizador de redes (NWA) que determina la función de transferencia en banda base. La salida del NWA se digitaliza con un conversor analógico-digital (A/D) y se lleva a un procesador que calcula la transformada de Fourier inversa (IFFT). Esto da una buena aproximación de la respuesta de la fibra al pulso, conteniendo información sobre su temperatura y su elongación. Una resolución espacial de 3m ha sido lograda con esta técnica [73] por D. Garus y sus colaboradores. Posteriormente, R. Bernini y sus colaboradores han obtenido una resolución espacial por debajo del metro [74, 75]. En 2009, N. Nöther y sus colaboradores [76] presentaron un método de restauración de la señal para aumentar la resolución espacial de los sistemas BOFDA basado en el modelado analítico del ensanchamiento de la curva de ganancia Brillouin. Utilizando un algoritmo de restauración se obtiene el espectro Brillouin sin perturbar.

Asimismo, se han desarrollado técnicas basadas en la correlación con las que se mejora la resolución hasta el orden de los milímetros, a costa de analizar en un menor rango espacial. La técnica conocida como *Análisis óptico de Brillouin en el dominio de la correlación* (BOCDA, por

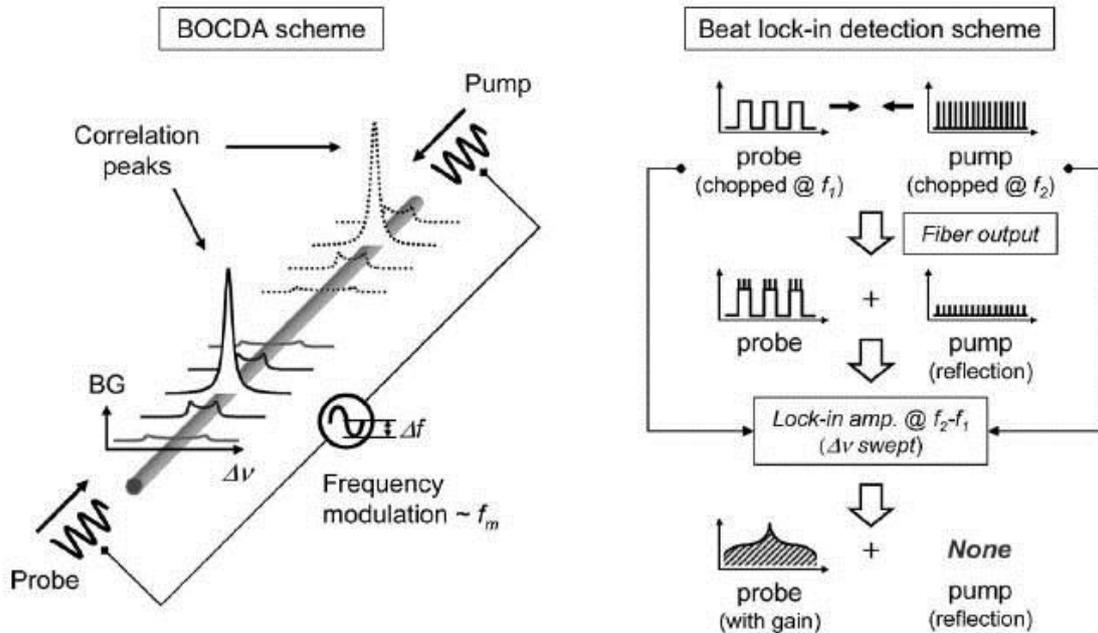


Fig. 2.8 Principio de funcionamiento de un sensor BOCDA (BG: Brillouin Gain) [78].

sus siglas en inglés) consiste en modular simultáneamente el bombeo y la sonda generándose así picos de correlación periódicos a lo largo de la fibra [77, 78, 79]. La diferencia de frecuencia  $\Delta\nu$  entre el bombeo y la sonda se mantiene constante a lo largo de la fibra. Cuando se hace un barrido en  $\Delta\nu$  alrededor de la frecuencia Brillouin ( $\nu_B$ ) se obtiene el espectro de ganancia Brillouin en el punto de correlación. Si  $f_m$  y  $\Delta f$  son la frecuencia de modulación y la excursión máxima de frecuencia de modulación de la fuente respectivamente, el rango de medida  $d_m$  (distancia entre los picos de correlación) y la resolución espacial  $\Delta z$  vienen dados por:

$$d_m = \frac{V_g}{2f_m} \quad (2.1)$$

$$\Delta z = \frac{V_g \Delta\nu_B}{2\pi f_m \Delta f} \quad (2.2)$$

Donde  $V_g$  es la velocidad de grupo de la luz y  $\Delta\nu_B$  la anchura de la curva de ganancia Brillouin (30-50 MHz) en una fibra óptica. La resolución espacial depende de los parámetros de modulación, con lo que utilizando grandes excursiones de modulación se alcanzan resoluciones del orden de los milímetros. La figura 2.8 muestra el principio de funcionamiento de un sistema BOCDA. En 2007, K. Y. Song y K. Hotate [80], presentaron un sistema BOCDA

simplificado que utiliza la multiplexación temporal de las señales de bombeo y de sonda e incorpora una línea de retardo mediante un interferómetro Mach-Zehnder descompensado. Con esto se consigue abaratar los costes del sistema obteniendo una resolución de 7 cm en un rango de medida superior a 1 Km. La figura 2.9 muestra la configuración utilizada. Un año más tarde, los propios K.Y. Song y K. Hotate [81] propusieron un sistema BOCDA con configuración lineal donde tanto la señal de bombeo como la sonda se propagan en la misma dirección y son

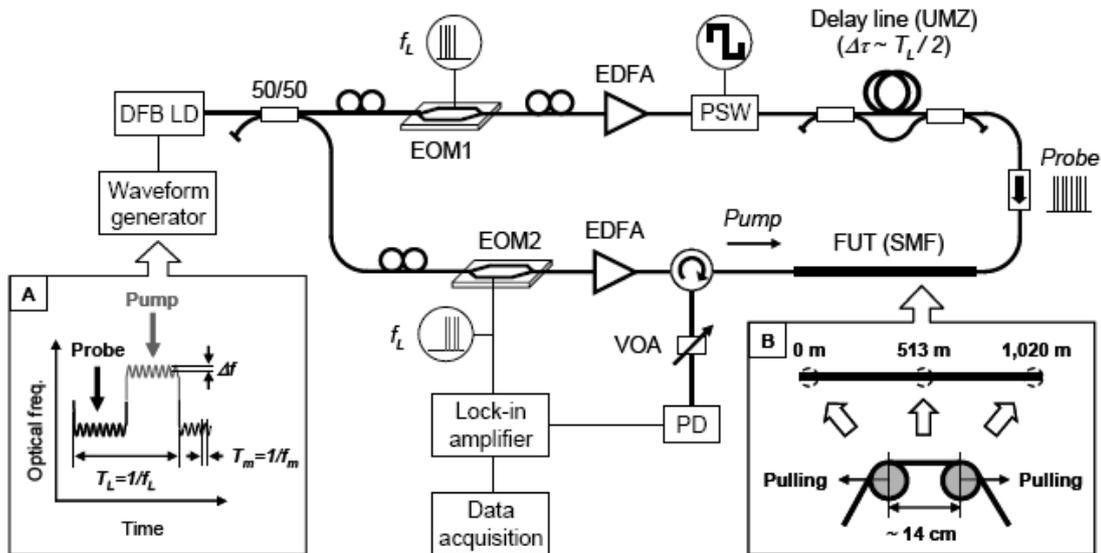


Fig. 2.9 Esquema del sistema BOCDA simplificado [80].

reflejadas al final de la fibra sensora. Se alcanzó una resolución espacial de 16 cm en un rango de 40 m. Ya en 2012, W. Zou y sus colaboradores [82] han publicado un sistema BOCDA basado en el análisis combinado del espectro de ganancia Brillouin y el espectro de vaciamiento Brillouin, con lo que se aumenta la relación señal a ruido del sistema. Su principio de operación se muestra en la figura 2.10. Con este método se obtuvo una resolución espacial de 1.6 cm. Este mismo año, J.H. Jeong y sus colaboradores [83] han propuesto una configuración BOCDA que permite medir de forma bidireccional, analizando simultáneamente los espectros de ganancia y de agotamiento de dos picos de correlación adyacentes. Con ello se consigue duplicar tanto el rango de medida como la velocidad.

Otro método menos potente basado en la correlación es el conocido como *Reflectometría óptica en el dominio de la correlación* (BOCDR, por sus siglas en inglés). La luz es inyectada en la fibra desde un solo extremo y se analiza la dispersión Brillouin espontánea para medir la distribución de elongación y temperatura a lo largo de la fibra. Con esta técnica se ha conseguido una resolución espacial de 40 cm y una tasa de muestreo de 50 Hz con lo que el tiempo de adquisición se reduce en comparación con otras técnicas [84, 85, 86]. La figura 2.11 muestra el esquema básico de un sensor basado en BOCDR.

Por tanto, existen múltiples técnicas destinadas a realizar medidas distribuidas de temperatura y elongación a lo largo de una estructura. Se han presentado las técnicas conocidas como BOTDA, BOTDR, LPR, BOFDA, BOCDA y BOCDR. Las más extendidas son la técnica BOTDA y, en los últimos años, la técnica BOCDA, que permiten realizar sistemas sensores cuyas resolución llega a ser del orden de los cm, y su alcance puede llegar a los cientos de kilómetros cuando se

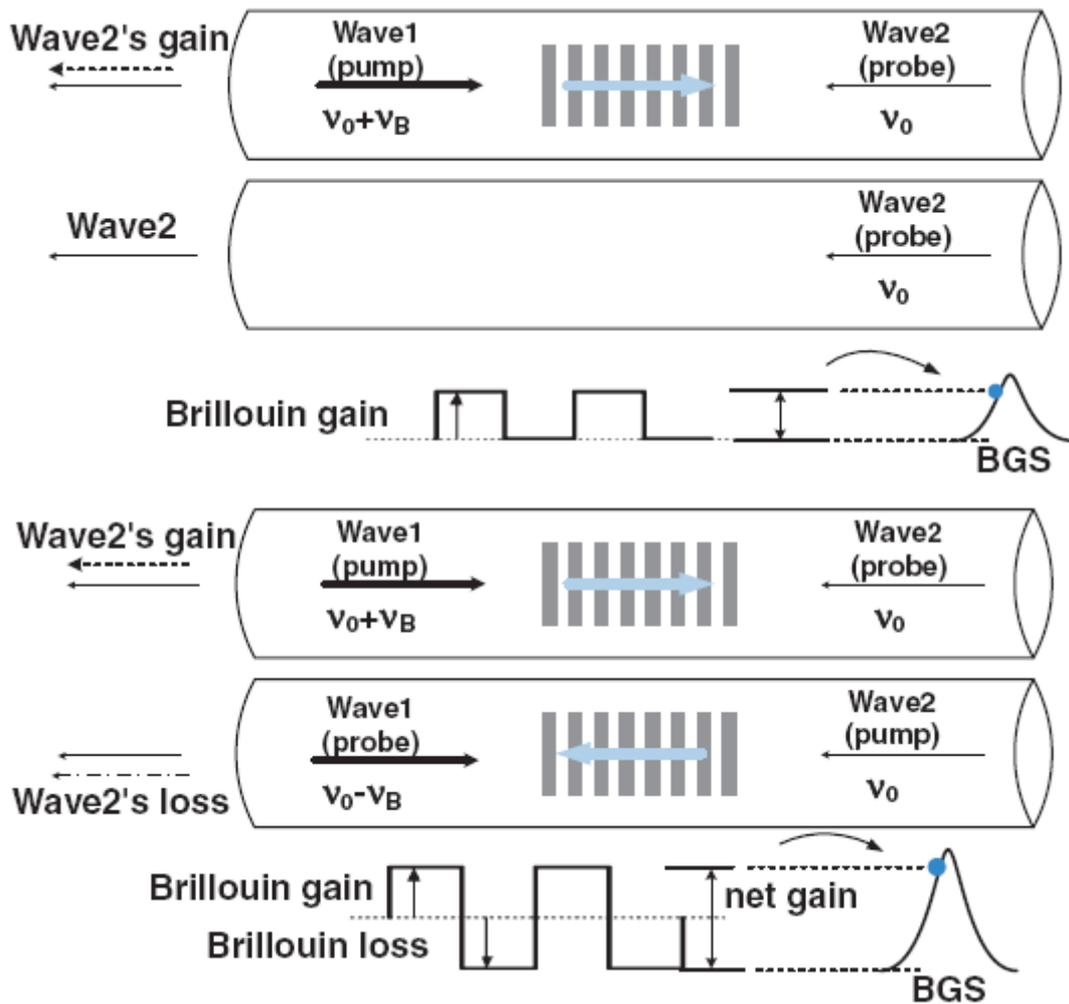


Fig. 2.10 Principio de funcionamiento del sensor BOCDA propuesto por W. Zou [82].

combinan con la amplificación por dispersión Raman a lo largo de la fibra sensora. No obstante, la gran complejidad de los montajes necesarios y su elevado coste económico, está retrasando su instauración como técnicas de detección estándar a nivel mundial. Una configuración más simple y versátil que, a ser posible, permitiese prescindir de los elementos más costosos como son los moduladores electro-ópticos de gran ancho de banda y alta relación de extinción, o los fotodetectores de gran ancho de banda, sería un gran paso adelante para la implantación de esta tecnología de medida distribuida. En el capítulo 5 se

describirán las contribuciones aportadas a este campo durante el trabajo conducente a esta tesis doctoral.

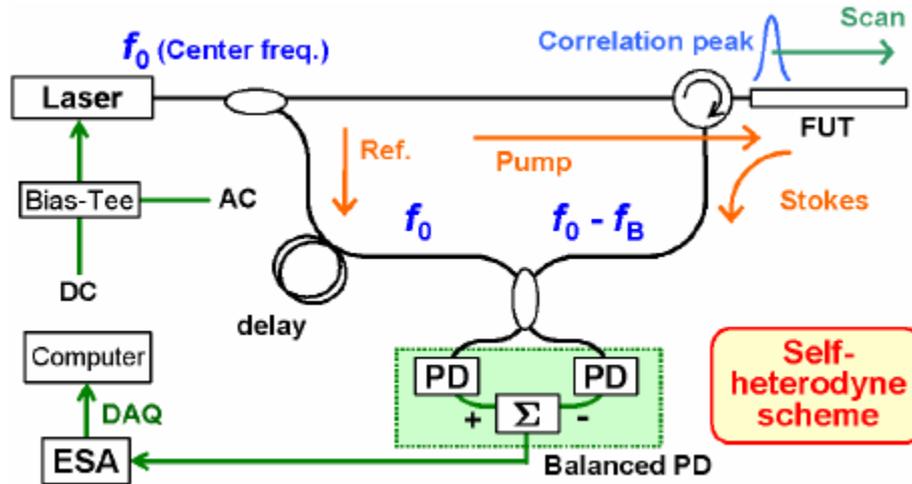


Fig. 2.11 Esquema del sistema BOCD [84].

### 2.3 Láseres de efecto Brillouin

La capacidad de amplificación por dispersión Brillouin puede ser utilizada para generar láseres introduciendo una realimentación positiva. En estas circunstancias la potencia umbral disminuye considerablemente. El primero en publicar la consecución de un láser de efecto Brillouin (BFL, por sus siglas en inglés) fue K.O. Hill [87] en 1976. Utilizó una configuración en anillo cuya cavidad resonante estaba formada por una fibra, en la que se inyectaba y de la que

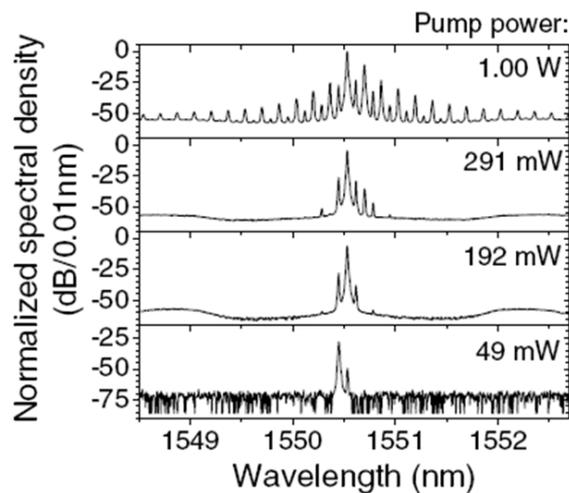


Fig. 2.12 Espectro de emisión de un láser de efecto Brillouin en fibra de cristal fotónico [93].

se extraía la luz mediante objetivos de 20 aumentos, y los caminos ópticos en aire definidos por divisores de haz del 4% y del 50%. Desde entonces se han publicado muchas

configuraciones posibles para realizar láseres de efecto Brillouin utilizando diferentes tipos de estructura como cavidades en anillo [88] o lineales [89] y diversos tipos de fibra como fibra de Erblio [90], fibras de cristal fotónico [91] y otros tipos de fibras [91, 39]. Este tipo de láseres tiene una anchura espectral muy pequeña, pudiendo llegar a ser del orden de 2KHz [92], y permiten la emisión de espectros multilínea al inducirse múltiples ondas de Stokes concatenadas [93]. La figura 2.12 muestra un ejemplo de la emisión de un laser multipico de efecto Brillouin generado en una fibra de cristal fotónico. A menudo se combinan la ganancia Brillouin, no lineal y muy selectiva en longitud de onda, con la ganancia lineal y de gran ancho de banda de las fibras dopadas con Erblio (EDF, por sus siglas en inglés) con el fin de aumentar la potencia de salida del sistema laser y poder generar espectros con mayor número de líneas. Estos sistemas laser se conocen como BEFL (Brillouin-Erbium Fiber Laser). En 2010, Dong y sus colaboradores [94] presentaron un BEFL con un rango de sintonización de 23 nm, utilizando el esquema mostrado en la figura 2.13.

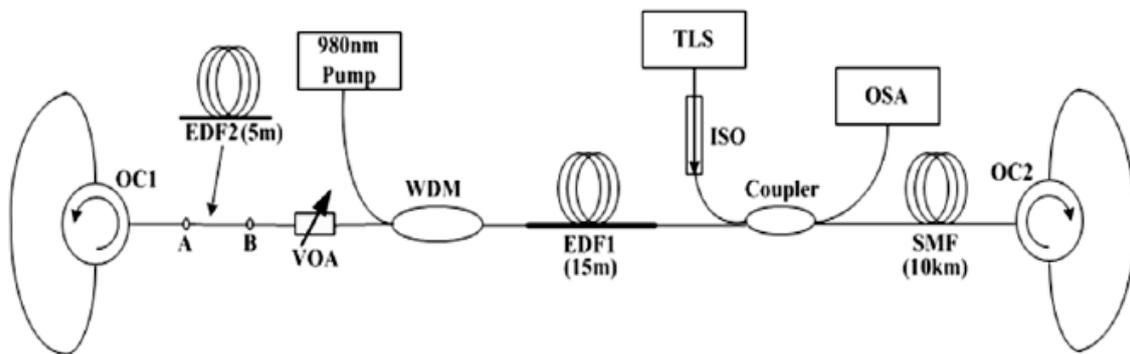


Fig. 2.13 Esquema de un laser de efecto Brillouin con una etapa amplificadora basada en fibra dopada con Erblio [94].

Una de las posibles aplicaciones de los láseres de efecto Brillouin en fibra óptica es la realización de sensores de temperatura y elongación. Ambos parámetros influyen de forma lineal en el valor de la frecuencia Brillouin de cualquier tipo de fibra, con lo que, conociendo la relación de desplazamiento de ésta, su valor permite conocer la temperatura a la que se encuentra la fibra, y equivalentemente su elongación. Como ya se ha comentado anteriormente, es necesario aislar la fibra sensora de uno de los dos parámetros para poder medir correctamente el otro. Sin embargo, en 2007, O. Frazao y sus colaboradores [95] propusieron un sistema laser de efecto Brillouin que permitía la medida de ambos parámetros simultáneamente. El sistema consistía en una cavidad lineal, delimitada por redes de difracción de Bragg (FBG, por sus siglas en inglés) y con 20 m de fibra en la cavidad resonante.

La mitad de esta fibra está sometida a una elongación controlable y conocida y la otra mitad se deja laxa como se puede observar en la figura 2.14.

Recientemente, se han desarrollado diferentes técnicas para generar láseres de efecto Brillouin auto-inducidos, es decir, en los que la señal de bombeo se origina espontáneamente a partir de la radiación presente en la cavidad como fruto de la emisión espontánea amplificada (ASE, por sus siglas en inglés) de un amplificador de fibra dopada con Erbio (EDFA, por sus siglas en inglés). De esta forma se evita la necesidad de una fuente láser externa que genere la onda de bombeo para inducir el proceso de dispersión Brillouin en la fibra. Así, en 2005, Y.J.

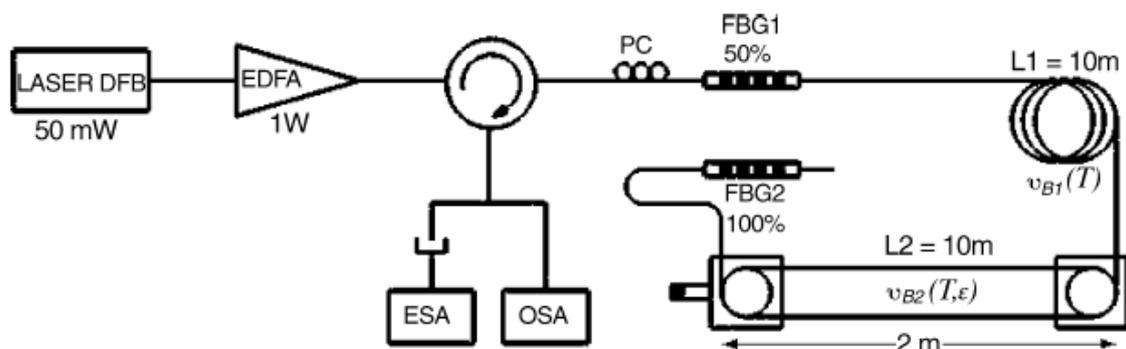


Fig. 2.14 Esquema de un láser de efecto Brillouin para la medida simultánea de temperatura y elongación [95].

Song y sus colaboradores [96] presentaron un BEFL auto-inducido que genera un espectro multilínea utilizando una cavidad en anillo. Se utiliza un interferómetro de Sagnac con fibra birrefringente que actúa como filtro selectivo en longitud de onda para originar la señal de bombeo que induce el proceso de dispersión Brillouin. Se generan 120 líneas Stokes con similar amplitud en el espectro de salida. Modificando la polarización en el interferómetro de Sagnac lograron un rango de sintonización de unos 30 nm. Poco después, Zhan y sus colaboradores [97] presentaron un sistema similar, con cavidad lineal, que genera un espectro de 160 líneas equidistantes con un rango de sintonización de 25.5 nm. En 2007, Wang y sus colaboradores [98] estudiaron el efecto del ancho de banda de un interferómetro de Sagnac en el espectro de salida de un BEFL auto-inducido cuya configuración se muestra en la figura 2.15. Ese mismo año, Zhang y sus colaboradores [99] presentaron otro BEFL auto-inducido usando un interferómetro de Sagnac y obteniendo una mayor eficiencia energética. También en 2007, Huang y sus colaboradores [100] presentaron una evolución del sistema presentado por L. Zhan en 2006, donde la EDF se bombea bidireccionalmente con dos láseres, obteniendo así un rango de sintonización de 45 nm y un espectro de salida con 200 líneas igualmente

espaciadas. En 2008 fue presentado otro BEFL auto-inducido basado en una técnica conocida como NOLM-NALM, por sus siglas en inglés (Nonlinear Optical-Loop Mirror - Nonlinear Amplifying-Loop-Mirror) [101]. Se trata de una cavidad resonante en anillo con una conexión intermedia en forma de S invertida como se muestra en la figura 2.16. En este caso se utiliza la dispersión Rayleigh dinámica y distribuida a lo largo de una SMF de 12 Km de longitud como mecanismo de generación interna de la señal de bombeo. Con esta técnica se consigue disminuir la potencia umbral para el laseo del sistema en un 33% con respecto a los sistemas propuestos por Y.J. Song en 2005 y L. Zhan en 2006, siendo el último sistema BEFL auto-inducido publicado hasta el momento de la escritura de este documento.

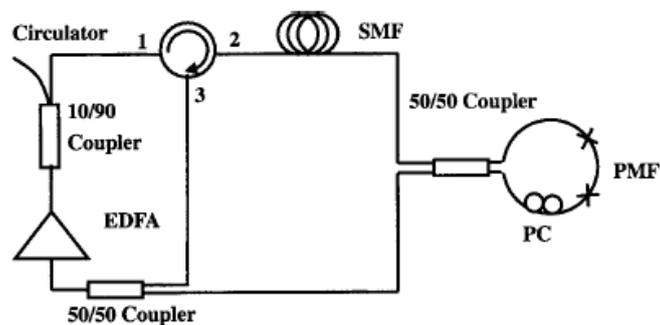


Fig. 2.15 Esquema de un laser de efecto Brillouin auto-inducido [98].

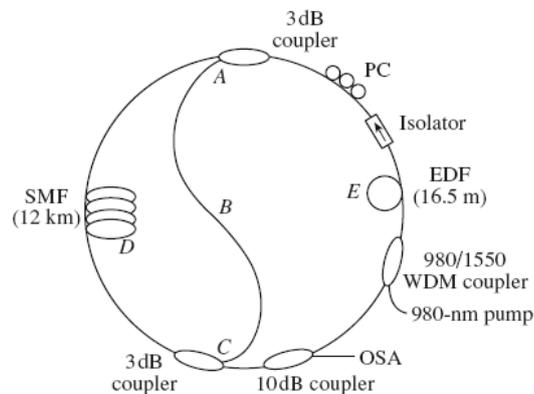


Fig. 2.16 Esquema de un laser de efecto Brillouin auto-inducido usando la configuración NOLM-NALM [101].

En conclusión, respecto al uso de la dispersión Brillouin para desarrollar láseres en fibra, hemos visto que se puede utilizar la realimentación positiva del efecto para inducir la estimulación y así conseguir que disminuya la potencia de bombeo y se obtengan ganancias ópticas considerables, adecuadas para la generación de sistemas láser multilínea de anchuras de línea muy pequeñas. Sin embargo, su aplicación ha estado enfocada casi exclusivamente a la creación de fuentes ópticas estables multilínea para la transmisión de información en

sistemas con multiplexación densa en longitud de onda (DWDM, por sus siglas en inglés). En los últimos años se han desarrollado diferentes técnicas para generar láseres auto inducidos, es decir, que no necesitan la inyección de una señal de bombeo adecuada para inducir el fenómeno de dispersión Brillouin en la cavidad resonante. No obstante, los trabajos presentados sobre este tipo de sistemas láser son poco numerosos, quedando aún margen para la mejora en sus prestaciones en cuanto a eficiencia energética y rango de sintonización, así como en cuanto a la variedad de las técnicas presentadas hasta el momento para generar la señal de bombeo auto-inducida, que se basan en su gran mayoría en fenómenos de interferencia. En el capítulo 4 se describirán las contribuciones aportadas a este campo durante el trabajo conducente a esta tesis doctoral.

# Capítulo 3:

---

## Objetivos

---

Detectados los “nichos” o carencias en los que sería conveniente aportar para el avance del conocimiento, se formularon los objetivos a alcanzar mediante este trabajo doctoral:

- Desarrollar y verificar experimentalmente una técnica nueva para diseñar filtros activos utilizando la amplificación por dispersión Brillouin. Se pretende encontrar alternativas a las técnicas utilizadas hasta el momento para generar respuestas espectrales adaptables a cada aplicación.
- Diseñar nuevos sistemas sensores basados en la dispersión Brillouin para la medida en tiempo real de las variaciones de temperatura y/o elongación que pudieran afectar a una estructura, una red de suministro o cualquier elemento de ingeniería civil. Se trata de proponer alternativas que mejoren las existentes en cuanto a las prestaciones y requerimientos del sistema sensor.
- Desarrollar sistemas sensores remotos basados en dispersión Brillouin en combinación con otros tipos de dispersión, especialmente Raman, para la medición de temperatura y/o elongación en puntos lejanos respecto a la unidad interrogadora. Esta tarea está principalmente orientada al diseño de sistemas sensores aptos para la detección de fallos en los largos conductos de conducción de gas o de petróleo, la detección de corrimientos o desprendimientos de tierras desde un punto lo más alejado posible, o la predicción de Tsunamis desde la costa.

- Contribuir a mejorar la resolución espacial, la precisión y el rango de medida de los sistemas BOTDA, así como a resolver el problema de su elevada complejidad y coste económico, que como hemos visto en el capítulo anterior está retrasando su implantación como sistema de medida distribuida de temperatura y/o elongación en estructuras de ingeniería civil.
- Proponer nuevas técnicas para optimizar láseres Brillouin auto-inducidos. Serán alternativas a las existentes al inicio de esta tesis.

# PARTE 2: CONTRIBUCIONES

En esta segunda parte se describen las diferentes contribuciones logradas consecuencia de los trabajos realizados para alcanzar los objetivos establecidos. Fundamentalmente se distribuyen en tres áreas: láseres en fibra, medida distribuida y diseño de filtro activos, dedicando un capítulo a cada uno de ellos.

## Capítulos:

---

4. *Sistemas sensores láser de fibra óptica mediante dispersión Brillouin estimulada.*
5. *Sensores distribuidos mediante la técnica BOTDA.*
6. *Filtros activos.*

## Capítulo 4:

---

# *Sistemas sensores láser de fibra óptica mediante dispersión Brillouin estimulada*

---

En este capítulo se describirán las aportaciones logradas en técnicas de medida mediante láseres de fibra que utilizan, entre otros factores, la dispersión Brillouin estimulada como mecanismo de amplificación. En general, los sistemas presentados son apropiados para la monitorización en tiempo real de la temperatura y/o la elongación de todo tipo de estructuras o redes de distribución como se observará en los apartados 4.2 y 4.3, o bien para la interrogación de sensores remotos puntuales (apartado 4.1). En su mayoría, estos sistemas combinan la ganancia por dispersión Brillouin estimulada, no lineal y muy selectiva en longitud de onda, con la ganancia por fibra de Erblio, lineal y con una curva de ganancia relativamente ancha. Asimismo se combinan con la ganancia por dispersión Raman, que se produce de manera distribuida a lo largo del canal, para interrogar transductores de fibra óptica remotos.

### **4.1 Sistemas sensores láser para medidas puntuales y cuasi-distribuidas remotas**

A continuación se describen los sistemas desarrollados para la interrogación de transductores remotos puntuales utilizando una estructura laser, donde se aprovechan las características amplificadoras de la dispersión Brillouin estimulada en un canal de fibra óptica que enlaza la unidad de interrogación con los propios transductores.

#### **4.1.1 Sistema sensor láser para interrogación remota de FBGs combinando ganancia por dispersión Brillouin, por dispersión Raman y por fibra dopada con Erblio**

En los últimos años se ha dedicado mucho esfuerzo a la investigación y el desarrollo de sistemas capaces de interrogar dispositivos sensores, generalmente FBGs, localizados en un punto remoto. Se trata de aumentar al máximo la distancia entre el transductor y la unidad interrogadora, así como interrogar el mayor número de transductores posible, y para ello se han presentado múltiples técnicas y configuraciones de sistemas sensores [102- 106]. La monitorización de la salud estructural de sistemas de conducción de gas o de petróleo, la detección prematura de corrimientos de tierra desde un punto alejado o de la generación de Tsunamis desde la costa son algunas de las aplicaciones que justifican el gran interés puesto por los investigadores en esta área. Las redes de difracción de Bragg son estructuras ópticas aptas para realizar transductores puntuales muy utilizados en este tipo de aplicaciones debido a su alta sensibilidad, su inmunidad ante campos electromagnéticos, su compacidad, su gran capacidad de multiplexación y su bajo coste. Como mecanismo sensor se utiliza el cambio, con la temperatura o la elongación, en la longitud de onda reflejada por la red [107].

La mayor distancia de interrogación de un FBG mediante una fuente de luz “blanca”, es decir, de espectro de emisión muy ancho, es normalmente de unos 25 km. Esta distancia está limitada fundamentalmente por dos factores: la dispersión Rayleigh a medida que la luz se propaga por la fibra y la atenuación intrínseca de la fibra. Se han propuesto diferentes técnicas para superar este límite, en particular, la utilización de láseres de fibra con cavidad lineal es una de las más prometedoras. No sólo permite alargar enormemente el rango de medida sino también mejorar la precisión de éstas, ya que cuanto menor sea la anchura espectral de la fuente utilizada para la interrogación del sensor, más precisa será la información obtenida acerca del desplazamiento en longitud de onda sufrido por la red de difracción. La mayor distancia alcanzada hasta el momento de llevar a cabo este trabajo de investigación era de 230 km para un único FBG. El sensor estaba destinado a detectar los cambios en la elongación y se conseguía una relación señal a ruido (SNR, por sus siglas en inglés) de 4 dB [108]. También se había propuesto un sistema capaz de interrogar FBGs a 300 km de la unidad interrogadora [104], pero éste utiliza la amplificación por dispersión Raman a lo largo del canal inyectando la señal de bombeo Raman, es decir, la que induce este tipo de dispersión en la fibra, por el extremo final de la misma, lo que significa que inevitablemente se requiere una fuente de energía al final del canal de fibra. Otro sistema presentado casi al momento de publicar este trabajo permitía, combinando ganancia por dispersión Raman y por fibra dopada con Erblio, interrogar un único FBG situado a 100 km de distancia [109].

En este apartado se describe una técnica nueva para interrogar múltiples redes de difracción de Bragg remotas con una alta SNR. El sistema ha sido diseñado y desarrollado (durante una estancia del autor de esta tesis) en el laboratorio del *Grupo de comunicaciones ópticas y aplicaciones electrónicas* de la Universidad Pública de Navarra, en colaboración con varios de sus miembros, especialmente con Daniel Leandro. Se basa en un laser de fibra con cavidad lineal que aprovecha la ganancia por dispersión Brillouin y Raman, combinada con la ganancia por fibra dopada con Erblio. La detección de la señal proveniente de los sensores es analizada mediante detección heterodina, reduciéndose drásticamente la influencia del dispersión Rayleigh en la medida de la señal resonante en la cavidad.

#### 4.1.1.1 Montaje experimental

El montaje utilizado para las medidas se muestra en la figura 4.1.1.1 Puede dividirse en 3 partes claramente diferenciadas: la unidad de procesado, el canal de fibra óptica y la unidad transductora. Esta última consiste en dos redes de difracción de Bragg colocadas en serie, que

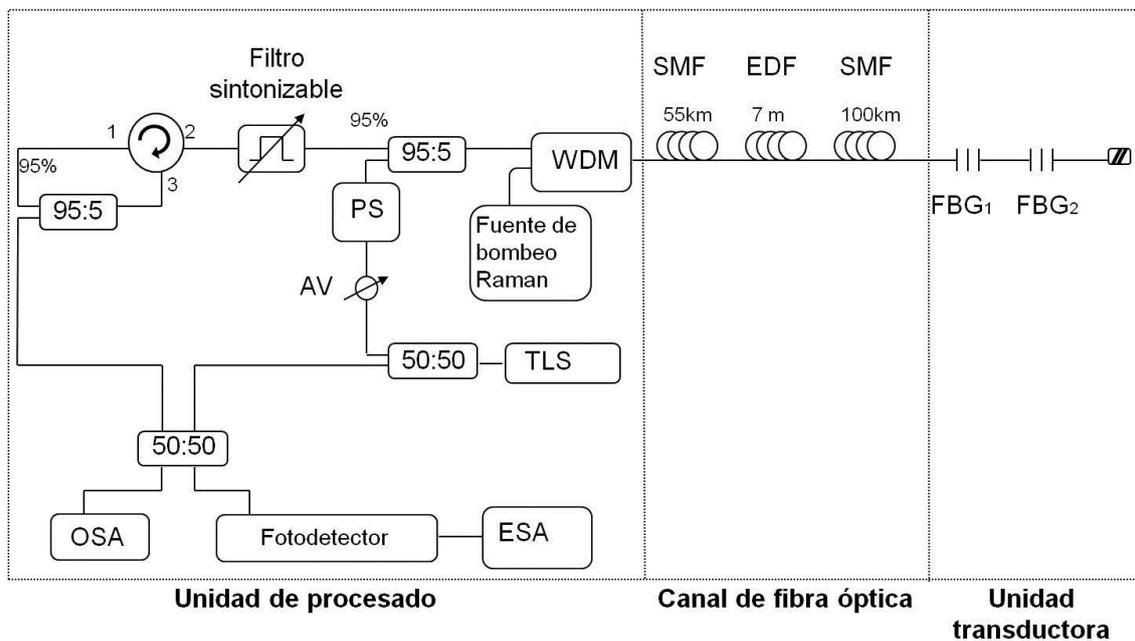


Fig. 4.1.1.1 Montaje experimental para la interrogación remota de dos FBGs. WDM: multiplexor en longitud de onda (Wavelength Division Multiplexer). SMF: fibra monomodo estándar (standard Single-Mode Fiber). AV: Atenuador Variable. PS: aleatorizador de polarización (Polarization Scrambler). OSA: analizador de espectros ópticos (Optical Spectrum Analyzer). ESA: analizador de espectros eléctricos (Electrical Spectrum Analyzer).

actúan al mismo tiempo como dispositivos transductores y como espejos selectivos en longitud de onda para determinar las longitudes de onda que resonarán en la cavidad. Los FBGs están centrados en 1553.7 nm y 1555.1 nm, con una reflectividad del 99% una anchura a media altura de 0.4nm y 0.29 nm respectivamente en sus bandas de reflexión. El canal de fibra

óptica está compuesto por 155 km de fibra monomodo estándar y una sección de 7 m de fibra altamente dopada con Erblio provista por Liekki (Er-30) cuyo coeficiente de absorción es de 10.8 dB/m a 978 nm. La sección de fibra dopada con Erblio se ha introducido en el km 55 para optimizar el efecto de los tres mecanismos de amplificación que tienen lugar a lo largo del canal de fibra óptica. Finalmente, la unidad de procesado incluye el segundo espejo de la cavidad, constituido por un circulador de tres puertos y un acoplador óptico 95:5 que conecta las puertas 1 y 3 del circulador y extrae un 5% de la señal, una fuente de bombeo Raman que emite a 1445 nm, una fuente láser sintonizable (TLS, por sus siglas en inglés) con anchura espectral de 100 kHz para generar la señal de bombeo Brillouin, y los equipos para el análisis de la señal resonante: el analizador de espectros eléctricos (ESA, por sus siglas en inglés) y el analizador de espectros ópticos (OSA, por sus siglas en inglés). Además, se ha utilizado un filtro óptico paso banda de 1 nm de anchura colocado justo antes del espejo de la cavidad.

La fuente de bombeo Raman (a 1445 nm), junto con la EDF, genera lo largo del canal de fibra una curva de ganancia que es la combinación de la propia de la fibra dopada con Erblio con la propia de la dispersión Raman. Esto es debido a que la señal a 1445 nm no sólo sirve para inducir dispersión Raman en la fibra sino también para bombear la EDF [110], por lo que su potencia debe ser suficientemente alta. La ganancia total de la cavidad debe situarse justo por debajo del umbral de laseo. Se activa la fuente laser sintonizable con una potencia menor de 2 mW y una longitud de onda que se varía entorno a las bandas de reflexión de las redes de difracción de Bragg que hay en la unidad sensora. La señal emitida por el TLS es amplificada en el canal por la ganancia Raman y del Erblio, hasta generar en él una onda Stokes consecuencia de la dispersión Brillouin espontánea. Cuando la longitud de onda de emisión del TLS se encuentra fuera de las bandas de reflexión de alguno de los FBGs de la unidad sensora, la atenuación de la cavidad es demasiado alta y no se alcanza la condición de laseo, por lo que únicamente se detecta una débil onda Stokes en la unidad de procesado. Sin embargo, cuando la longitud de onda de la fuente laser sintonizable cae dentro de la banda de reflexión de un FBG de la unidad transductora, la atenuación es menor y la ganancia Brillouin aporta la energía necesaria para que la ganancia total en cada vuelta iguale a las pérdidas, produciéndose con ello el laseo de la onda Stokes como se observa en la figura 4.1.1.2. La señal laser, es decir, la onda Stokes, está separada de la señal del TLS el valor de la frecuencia Brillouin para la fibra del canal. Es importante resaltar que cuando la señal sintonizable se mueve alrededor de las bandas de reflexión de los FBGs, el filtro paso banda de 1 nm de anchura que se incluye en la unidad de procesado se mueve solidariamente. Con esto se limpia la señal que llega al fotodetector reduciéndose considerablemente el nivel de ruido. El ancho de banda del sistema

viene determinado por la curva de ganancia conjunta de la dispersión Raman y la fibra de Erblio, que es de unos 30 nm.

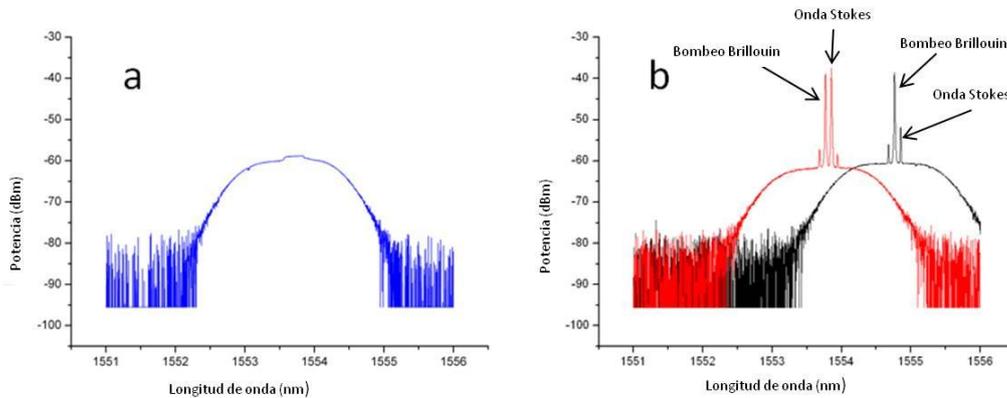


Fig. 4.1.1.2 (a) Espectro óptico medido con el OSA cuando únicamente se bombea con el láser Raman el canal. El FBG está centrado en 1553.7 nm y tiene una anchura a media altura de 0.4 nm. (b) Espectro óptico de la señal resonante cuando se adiciona el bombeo Brillouin y su longitud de onda se mueve alrededor de la banda de reflexión del FBG.

El método de detección de la onda Stokes consiste en el batido de ésta con un porcentaje de la señal emitida por la fuente láser sintonizable. Ambas señales se baten y son capturadas por un fotodiodo de 12GHz de ancho de banda. Como se ha mencionado previamente, estas dos señales están ancladas en frecuencia, es decir, su separación espectral es constante e igual a la frecuencia Brillouin de la fibra, por lo que se mide la onda Stokes en el dominio eléctrico, a frecuencias de microondas. De este modo, la señal que llega al fotodiodo está compuesta por un 50 % de la salida del TLS (únicamente para reforzar el batido) y el 5% de la señal resonante en la cavidad. A la salida del TLS se utiliza un atenuador variable para adaptar la potencia de la señal de bombeo Brillouin y un aleatorizador de polarización que ayuda a homogeneizar las medidas obtenidas al mezclar todas las posibles polarizaciones de la onda de bombeo. El batido de estas señales da como resultado, en el dominio eléctrico, un pico entorno a la frecuencia Brillouin de la fibra ( $\nu_B$ ), que en este caso es 10.825 GHz, como es habitual para las fibras monomodo estándar. La figura 4.1.1.3 muestra el espectro eléctrico. La potencia de este pico es integrada usando un medidor de potencia precedido por un filtro paso banda (ambos integrados en el ESA) y es la magnitud que tomamos como parámetro para la localización de los transductores. El intervalo espectral de integración es de 250 MHz y se realiza un promediado. Cabe destacar que el intervalo de integración debe ser suficientemente ancho para soportar el cambio en  $\nu_B$  con la longitud de onda [111]. La potencia integrada del pico variará con la longitud de onda, ya que depende directamente de la potencia de la onda Stokes. Con este método de detección se evita el ruido producido por la dispersión Rayleigh de las señales que tiene una influencia muy negativa en la SNR, y es habitualmente el factor

limitante más importante en los sistemas de interrogación mediante un laser que realiza un barrido en longitud de onda. En este sistema el ruido por dispersión Rayleigh es relegado a frecuencias bajas, cerca del cero, en la señal eléctrica analizada, mientras que la señal laser generada en la fibra se encuentra en la región de microondas, alrededor de la frecuencia Brillouin, libre de ruido. Por tanto, la relación señal a ruido del sistema se incrementa considerablemente en comparación con los sistemas comerciales existentes basados en el barrido en longitud de onda de un laser para detectar los espectros de reflexión de los FBGs. Debe señalarse que el OSA que aparece en el montaje es usado tan sólo para observar el espectro óptico de la señal, sin ser necesario para el sistema sensor.

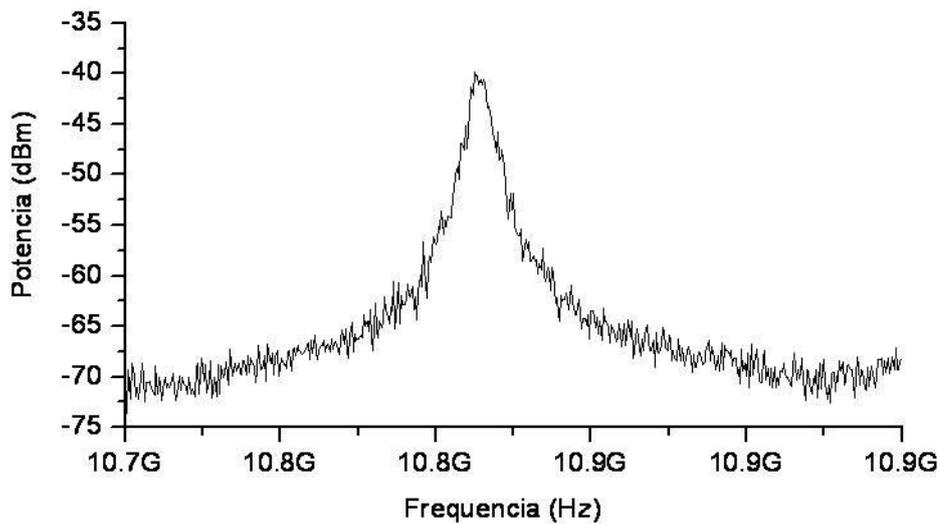


Fig. 4.1.1.3 Espectro del batido entre la onda Stokes y la señal de bombeo Brillouin en el dominio eléctrico.

#### 4.1.1.2. Resultados.

Para verificar la validez del sistema sensor, se introducen en la fibra 600 mW de bombeo Raman y con la señal generada en el TLS se realiza un barrido en longitud de onda alrededor de las bandas de reflexión de las dos redes de difracción colocadas en la unidad sensora. La figura 4.1.1.4 muestra la potencia del pico de batido, en torno a  $\nu_B$  y con el intervalo de integración mencionado anteriormente. Como se observa, los dos FBGs son detectados con una relación señal a ruido de aproximadamente 10 dB. La potencia de bombeo Raman empleada constituye el valor más bajo utilizado hasta ese momento para interrogar dos redes de difracción situadas en serie a 155 km de la unidad de procesamiento. En comparación, se ha necesitado 1 W de bombeo Raman para conseguir interrogarlos con el método tradicional (barrido de un laser en

longitud de onda), sin contar con la ganancia por dispersión Brillouin estimulada, resultando una SNR cercana a cero. La separación espectral entre los dos FBGs era de 1.4 nm, lo que permite un amplio rango de medida. Para verificar la capacidad de medida del sistema, se colocó una de las redes de difracción de Bragg en una cámara climática y se calentó desde 25°C hasta 70°C. Los resultados se observan en la figura 4.1.1.5 y muestran el típico comportamiento lineal de un FBG con la temperatura, desplazándose su banda de reflexión con una relación de 10 pm/°C. Para determinar con exactitud el desplazamiento en longitud de onda de las bandas de reflexión, se toma en cada etapa de temperatura el valor de longitud de onda para el cual nuestro parámetro baja de -36 dBm.

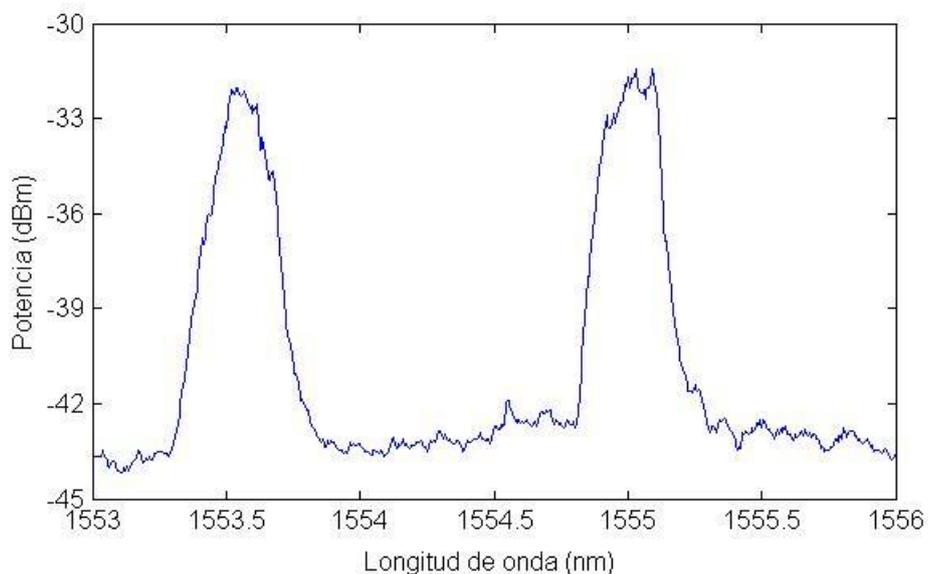


Fig. 4.1.1.4 Potencia integrada del pico de batido alrededor de  $\nu_B$ . Los dos picos corresponden a las bandas de reflexión de los FBGs cuando se produce SBS a lo largo del canal de fibra óptica.

Como conclusión, se ha presentado y validado experimentalmente un sistema sensor capaz de interrogar dos FBGs en serie situados a 155 km de la unidad interrogadora. El sistema combina ganancia por dispersión Raman, por dispersión Brillouin y por fibra dopada con Erblio, resultando en una relación señal a ruido de aproximadamente 10 dB. El sistema es apropiado para detectar cambios de temperatura con una sensibilidad de 10 pm/°C, utilizando solamente 600 mW de bombeo Raman a 1445 nm. La detección heterodina de la señal resonante en la cavidad laser elimina en las medidas el ruido por dispersión Rayleigh, lo que conlleva un gran incremento en la relación señal a ruido.

Los resultados han sido validados por la comunidad científica, habiendo sido aceptados para su publicación en una revista internacional [112].

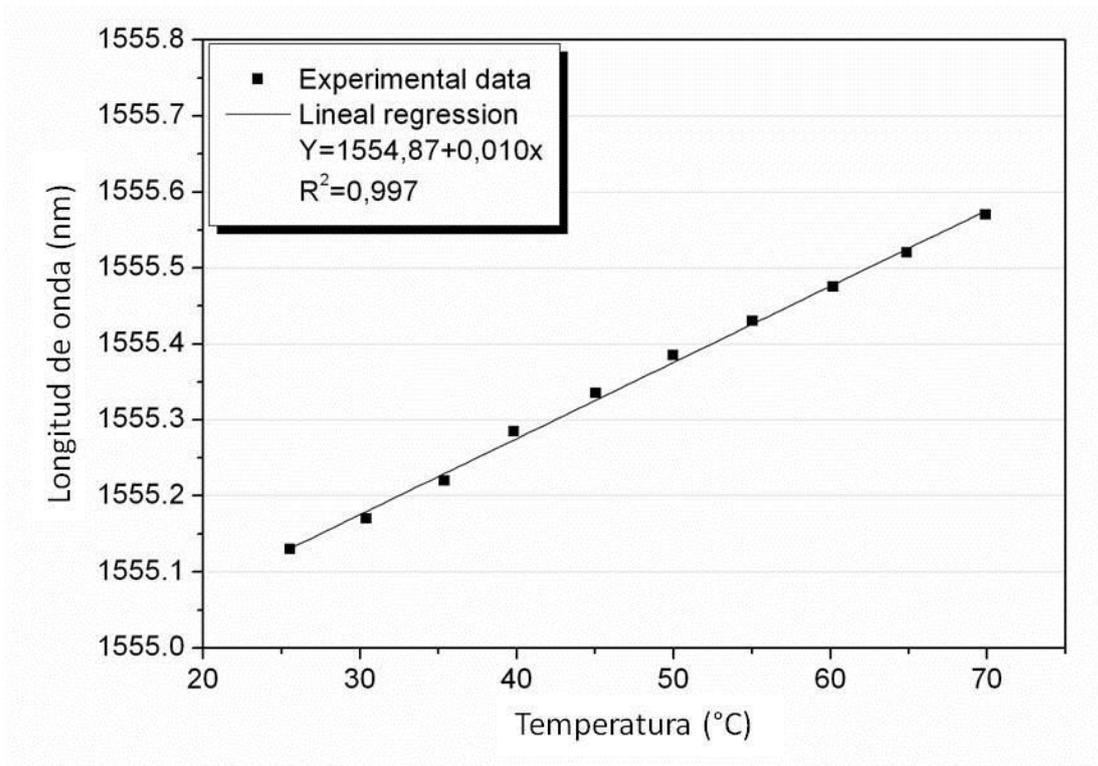


Fig. 4.1.1.5 Desplazamiento de los FBGs con la temperatura

#### 4.1.2 Sistema sensor láser remoto basado en dispersión Brillouin y transductores FBGs concatenados

Al igual que el sistema presentado anteriormente, en este apartado se propone un sistema sensor láser apto para interrogar remotamente transductores basados en redes de difracción de Bragg concatenadas. El sistema se basa en un láser de fibra híbrido, que combina la ganancia de fibra dopada con Erblio con la ganancia por dispersión Brillouin estimulada. Las redes de difracción de Bragg, que actuarán como transductores de temperatura o elongación, pueden colocarse en cualquier punto del canal de fibra y se consiguen medidas con elevada SNR utilizando una potencia de bombeo muy baja. Al igual que el sistema presentado en el apartado anterior, se utiliza la técnica de detección heterodina de la señal láser para evitar la influencia negativa del ruido por dispersión Rayleigh.

##### 4.1.2.1 Montaje experimental

Un esquema del montaje experimental utilizado en el laboratorio se muestra la figura 4.1.2.1. Se trata de un láser de fibra compuesto por un amplificador de fibra dopada con Erblio, cuya potencia máxima de salida es 18 dBm, un acoplador óptico 50:50, un circulador óptico de 3

puertos y un laser sintonizable, cuyo rango de sintonización va de 1450 nm a 1590 nm, siendo su anchura de línea de 100 kHz. Los FBGs actúan al mismo tiempo como transductores de temperatura o elongación y como espejos de la cavidad, lo que permite seleccionar las longitudes de onda donde se genera la señal laser, evitando la excitación de los modos propios de ésta, que son uno de los condicionantes de este tipo de sistemas. Lógicamente, las redes de

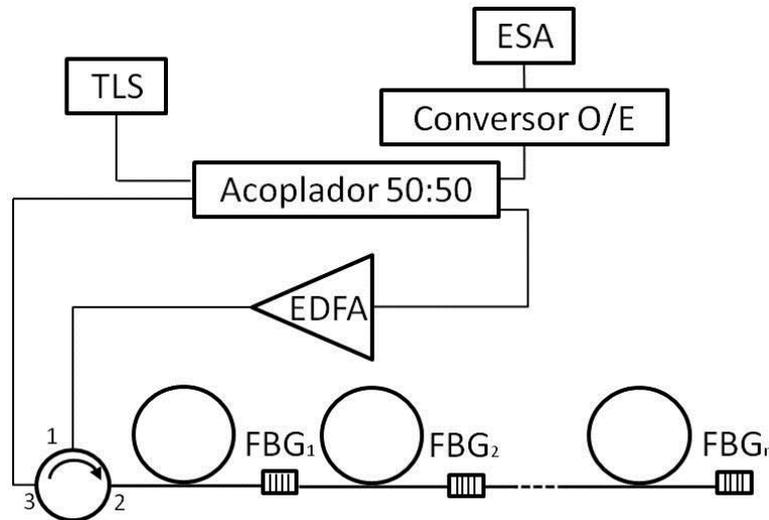


Fig. 4.1.2.1 Esquema del montaje experimental del sistema sensor para interrogación remota de FBGs concatenados.

difracción deben superponerse en el espectro con la curva de ganancia del Erblio. El circulator óptico cumple la misión de inyectar en el canal de fibra la señal de bombeo para inducir la dispersión Brillouin, y de redirigir la señal reflejada en los FBGs de nuevo hacia la cavidad. Esta señal de bombeo Brillouin es generada por el laser sintonizable y amplificada por el EDFA. El acoplador óptico inserta en la cavidad la señal del laser sintonizable y extrae un 50% de la señal resonante en cada vuelta. Esta señal extraída es convertida al dominio eléctrico mediante un convertidor óptico-eléctrico y se analiza mediante un ESA.

La salida del EDFA se inyecta en el canal de fibra e induce en ella, siempre que su potencia sea suficientemente alta, el proceso de dispersión Brillouin espontánea. La onda Stokes generada está desplazada en frecuencia el valor de la frecuencia Brillouin de la fibra,  $\nu_B$ , y en el momento en que comienza a propagarse por el canal en sentido opuesto a la onda de bombeo tiene lugar, a lo largo de toda la fibra, el proceso de dispersión Brillouin estimulada, transfiriéndose energía de la onda de bombeo a la onda Stokes. De esta forma, cuando la longitud de onda de la onda Stokes se sitúa dentro de la banda de reflexión de alguno de los FBGs, la ganancia por dispersión Brillouin estimulado unida a la ganancia aportada en el EDFA son suficientes para compensar las pérdidas de la cavidad y la onda de Stokes lasea. En caso contrario, solo se

produce dispersión Brillouin espontánea y la cavidad está abierta en uno de sus extremos con lo que la onda Stokes se desvanece.

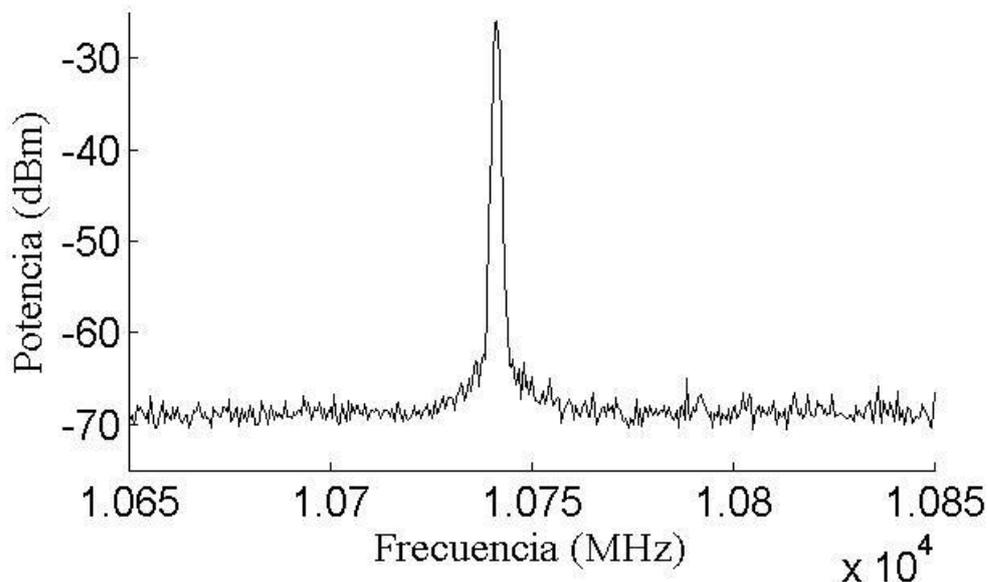


Fig. 4.1.2.2 Espectro del batido entre la onda Stokes y la onda de bombeo Brillouin en el dominio eléctrico.

Al igual que en el sistema presentado en el apartado 4.1.1, la detección de la señal resonante se realiza mediante la técnica heterodina, con lo que se evita el ruido debido a la dispersión Rayleigh. La interrogación de los FBGs se realiza analizando la radiación resonante en la cavidad en función de la longitud de onda. Mezclando la onda Stokes con una muestra de la salida del TLS, se analiza su batido en el dominio eléctrico en torno a  $\nu_B$ , ya que su diferencia en frecuencia es constante e igual a la frecuencia Brillouin de la fibra que forma el canal óptico. Como se observa en la figura 4.1.2.2,  $\nu_B$  para esta fibra es de 10.74 GHz. El espectro óptico de la señal de bombeo y la onda Stokes ha sido observado mediante un analizador óptico de espectros por efecto Brillouin (BOSA, por sus siglas en inglés) que tiene una resolución de 10 MHz, esto es, 0.08 pm a 1550nm [113]. La figura 4.1.2.3 muestra este espectro óptico, donde se puede observar que la separación espectral en longitud de onda es de 85 pm (10.74 GHz) cuando el bombeo está sintonizado a 1543nm.

La potencia del pico del batido entre las dos señales depende de la longitud de onda, ya que cuando la onda Stokes se sitúa dentro de la banda de reflexión de un FBG experimenta ganancia Brillouin a lo largo del canal y comienza a lasear, lo que deja de ocurrir en el momento en que sale fuera de la banda de reflexión. Por tanto, esta potencia del pico, integrada en un intervalo fijo y suficientemente ancho, se utiliza como parámetro para averiguar la posición y la anchura de las bandas de reflexión de cualquier FBG que se

encuentre en el canal. Es recomendable ajustar la potencia de bombeo inyectada en la fibra en función de la distancia a la que se encuentren los sensores para optimizar la eficiencia

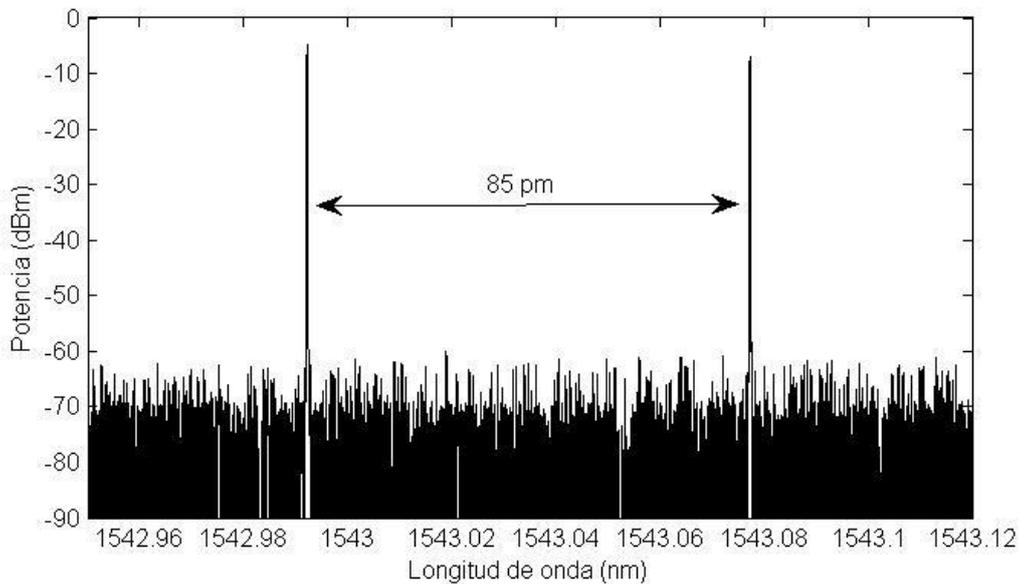


Fig. 4.1.2.3 Espectro óptico del bombeo Brillouin y la onda Stokes generada en la fibra.

energética del sistema. Se realizaron medidas experimentales para verificar la validez del sistema usando dos configuraciones del canal de medida con dos tipos de fibra diferentes.

#### 4.1.2.2. Resultados

En primer lugar se configuró un canal de medida compuesto por 4.5 km de fibra de Sílice pura fabricada por Sumitomo y empleada especialmente en enlaces submarinos por su reducida atenuación, seguida por un FBG cuya banda de reflexión en condiciones normales está centrada en 1543.2 nm y su anchura es de 0.8 nm. A continuación se conectó una segunda sección de 15 km del mismo tipo de fibra, seguida de otro FBG centrado en 1550.8 y con una anchura de 0.9 nm. La figura 4.1.2.4 muestra el espectro del primer FBG obtenido con nuestro sistema sensor en comparación con el espectro medido directamente con un OSA.

En un segundo caso se configuró un canal óptico con 50 km de fibra y tres FBGs, centrados en 1543.2, 1550.8 y 1557.6 y con anchuras de 0.8, 0.9 y 0.6 nm respectivamente, colocados al final. En este caso la fibra utilizada fue una SMF ColorLock fabricada por Draka con un coeficiente de atenuación de 0.189 dB/km. Se han obtenido utilizando la técnica propuesta los espectros de reflexión de los tres FBGs como se muestra en la figura 4.1.2.5. La potencia de bombeo utilizada ha sido de 1.25 mW a la salida del laser sintonizable, amplificada hasta 8 mW en el EDFA. La relación señal a ruido de las medidas viene determinada por la potencia de pico

de la onda de batido y es de unos 43 dB. Esta SNR es independiente del número de sensores en el canal ya que cada uno no afecta a la medida de los demás siempre y cuando sus bandas de reflexión no se superpongan. Esto supone que si se utilizan FBGs con bandas de reflexión de 0.4 nm de anchura y la sensibilidad típica de 10 pm/°C, un laser sintonizable en el rango de 1530 a 1570 nm, se asume una curva de ganancia por fibra de Erblio plana en esa zona (lo cual se puede conseguir utilizando atenuadores variables), y se necesita una excursión máxima de

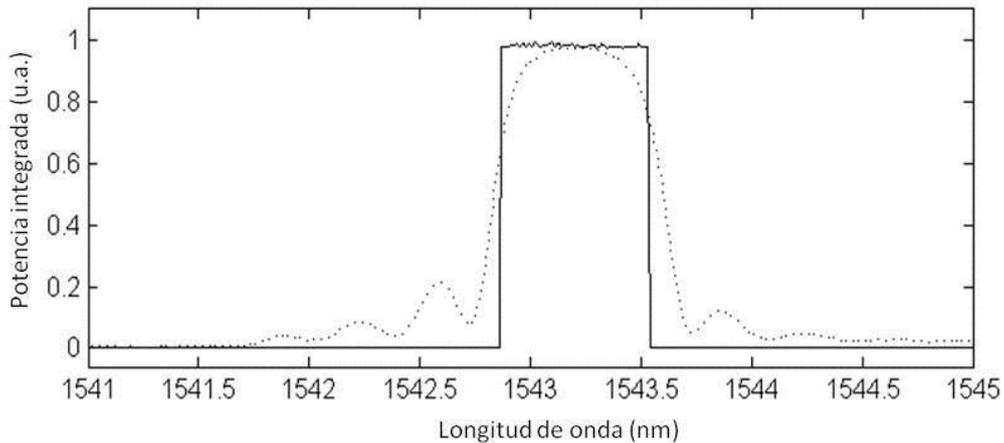


Fig. 4.1.2.4 Potencia del pico de batido entre la onda Stokes y la onda de bombeo Brillouin en función de la longitud de onda alrededor de un FBG. La línea de punto representa el espectro de reflexión del FBG medido con un OSA.

30°C, se podrían situar en el canal hasta 40 redes de difracción de Bragg. La longitud máxima del canal en este sistema dependerá de las pérdidas de la cavidad, la ganancia del EDFA y la ganancia Brillouin de la fibra. La longitud mínima debe ser suficiente para que se pueda generar la ganancia Brillouin necesaria y por tanto será función del bombeo y del tipo de fibra. En general esta longitud mínima es del orden de los cientos de metros, pero no supone ninguna limitación a nivel práctico ya que la fibra puede ser enrollada adecuadamente.

Para validar la capacidad sensora del sistema propuesto en este apartado, se coloca uno de los FBGs en la cámara climática y se calienta desde -10°C hasta 40°C. Los resultados se muestran en la figura 4.1.2.6 donde se observa que la banda de reflexión del FBG se desplaza con una relación de 21 pm/°C, lo cual coincide con la caracterización previa realizada con un interrogador comercial. Esta relación tan elevada (típicamente es de 10 pm/°C) se debe a que se han utilizado FBG con un empaquetamiento especial que les hace más sensibles a las variaciones de temperatura. El paso utilizado en el barrido en longitud de onda ha sido de 10 pm, mucho mayor que su anchura de línea, lo que resulta en una resolución de 0.47°C en la medida de la temperatura.

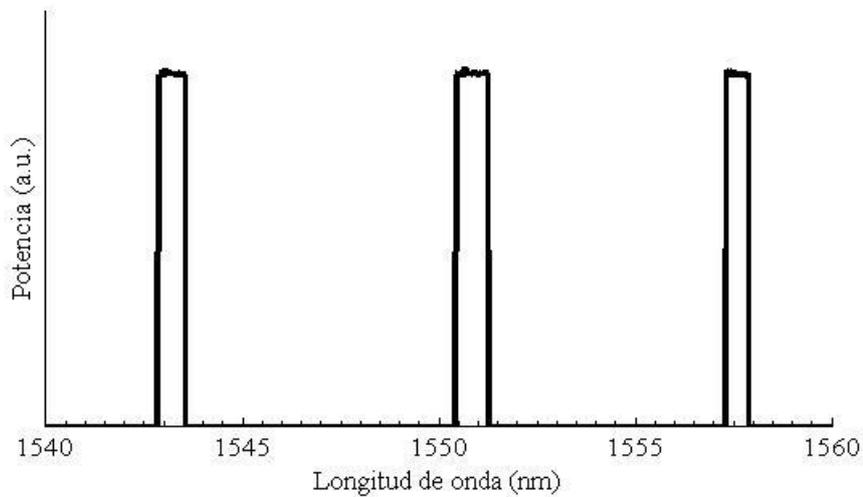


Fig 4.1.2.5 espectro obtenido por el sistema para los tres FBGs colocados a 50 km de la unidad interrogadora.

En conclusión, se ha desarrollado un sistema sensor capaz de interrogar un número muy elevado de transductores puntuales distribuidos a lo largo de un canal óptico, necesitando una potencia de bombeo muy pequeña (1.25 mW) y alcanzando una distancia de 50 km entre la

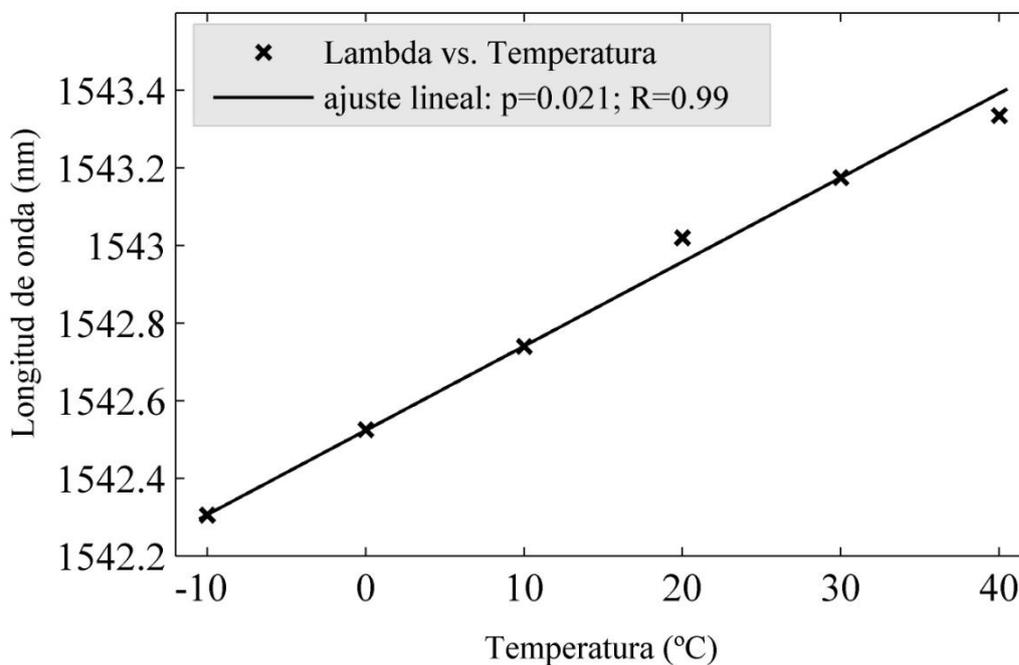


Fig. 4.1.2.6 Desplazamiento de la banda de reflexión del FBG con la temperatura

unidad de interrogación y los transductores con una relación señal a ruido de 43 dB. La técnica tradicional y comercialmente extendida para interrogar un FBG remotamente consiste en

hacer un barrido en longitud de onda con un laser sintonizable y analizar la señal reflejada, con lo que, para una distancia de 50 km, obtendríamos previsiblemente una relación señal a ruido de 8.3 dB en el mejor de los casos [102].

Una de las grandes ventajas de este sistema respecto a otros que utilizan amplificación por dispersión Raman a lo largo del canal es la baja potencia utilizada, ya que el bombeo Raman suele ser mucho más potente, en el orden de los Watios, lo que hace que el sistema sea mucho más costoso y peligroso en caso de rotura de la fibra.

Este trabajo ha sido validado por la comunidad científica, siendo objeto de publicación en una revista internacional [114].

## **4.2 Sistemas sensores láser para medidas integrales**

En este apartado se describen los sistemas desarrollados para la medida de la variable objeto, ya sea temperatura o elongación, de manera integral a lo largo de una estructura, utilizando estructuras láser con la dispersión Brillouin estimulada como uno de los mecanismos de amplificación.

### **4.2.1 Sistema sensor láser por dispersión Brillouin auto-inducida**

Como se ha presentado en los apartados anteriores y en capítulo 2 de esta tesis, los láseres de fibra por dispersión Brillouin son muy interesantes para diversas aplicaciones debido a sus líneas de emisión muy estrechas y a la capacidad de generar espectros de emisión con muchas líneas igualmente espaciadas (el valor de la frecuencia Brillouin de la fibra). Sin embargo, debido a que el coeficiente de ganancia Brillouin en una fibra es generalmente pequeño, resulta conveniente incluir un EDFA en el sistema para aumentar la potencia de la señal de salida, además de servir para amplificar la onda que debe actuar como bombeo para la dispersión Brillouin. Esta señal de bombeo, debe ser generada por un laser externo, lo que obviamente constituye una de las principales desventajas de este tipo de sistemas. En los últimos años se han presentado sistemas laser por dispersión Brillouin auto-inducidos, evitando la necesidad de un bombeo externo, como se observó en el capítulo 2. En este tipo de sistemas, la señal de bombeo es generada a partir de la emisión espontánea amplificada de un EDFA y algún elemento selectivo en longitud de onda, generalmente un lazo de Sagnac con fibra de alta birrefringencia.

En este apartado se presenta un sistema sensor basado en un laser de fibra por dispersión Brillouin auto-inducida, donde el elemento selectivo en longitud de onda es una combinación de distintos tipos de redes de difracción de Bragg, que se denominará *etapa de filtrado basada en FBGs (FBGFS, por sus siglas en inglés)*. Esto permite seleccionar fácilmente la zona del espectro donde se desea generar la radiación láser, simplemente eligiendo el FBG adecuado. Hoy en día el grabado de redes de difracción de Bragg en fibra es una tecnología muy conocida que permite amoldar las características de su espectro de reflexión a las necesidades de cada aplicación. Además, pueden ser sintonizados fácilmente modificando su temperatura o su elongación, y permiten controlar el número de líneas de Stokes que se generan como se verá más adelante. Esta técnica ha sido utilizada por primera vez en nuestro laboratorio utilizando el montaje experimental que se detalla a continuación.

#### 4.2.1.1 Montaje experimental

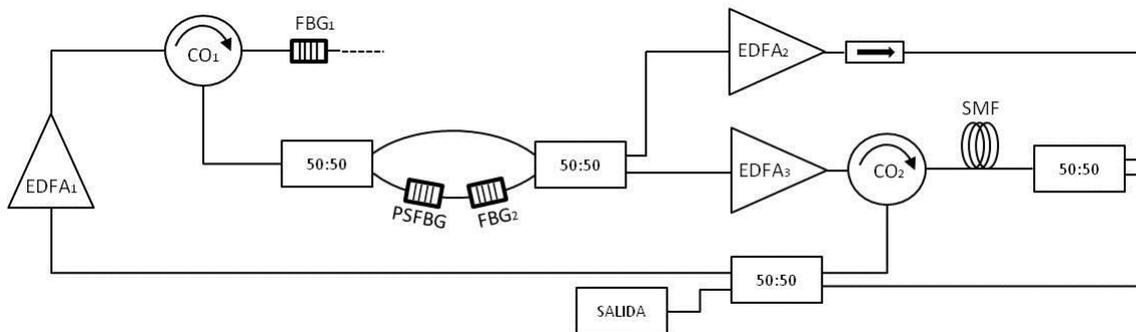


Fig. 4.2.1.1 Esquema del montaje experimental del sistema laser de fibra por dispersión Brillouin auto-inducido. CO: circulador óptico. PSFBG: red de difracción de Bragg con cambio de fase

El montaje experimental del sistema laser por dispersión Brillouin auto-inducida que se propone se muestra en la figura 4.2.1.1. Está formado por un amplificador de fibra dopada con Erbio (EDFA<sub>1</sub>) encargado de generar el ASE inicial necesario para crear internamente una señal que sirve como onda de bombeo Brillouin, y que proporciona una ganancia lineal ( $G_1$ ) en cada vuelta a la señal que resuena en la cavidad. La salida del EDFA<sub>1</sub> entra en la FBGFS, compuesta por un circulador óptico (CO<sub>1</sub>), que dirige la señal que entra por la puerta 1 hacia un FBG estándar, FBG<sub>1</sub>, colocado en la puerta 2. El espectro reflejado es dirigido a través de la puerta 3 hacia un acoplador óptico 50:50 que lo divide en dos ramas. Una de ellas está conectada directamente a un segundo acoplador óptico 50:50 minimizando las pérdidas, mientras que la otra se conecta a otro FBG estándar, FBG<sub>2</sub>, en serie con un FBG con cambio de fase (PSFBG, por sus siglas en inglés) [115]. El espectro de reflexión del PSFBG, medido con un BOSA, se muestra en la figura 4.2.1.2. Ha sido grabado mediante la técnica de la máscara de fase con un laser de onda continua emitiendo a 244 nm y el cambio de fase se ha obtenido modificando el

periodo de muestreo [116]. Todas las redes de difracción utilizadas están colocadas en una etapa desplazadora lineal, para así poder ser sintonizadas fácilmente modificando su elongación. Por tanto, la FBGFS, compuesta por el  $CO_1$ , el  $FBG_1$ , el PSFBG, el  $FBG_2$  y dos acopladores ópticos 50:50, tiene una respuesta espectral global en transmisión como se muestra en la figura 4.2.1.3. Hay que recalcar que la anchura total del espectro viene

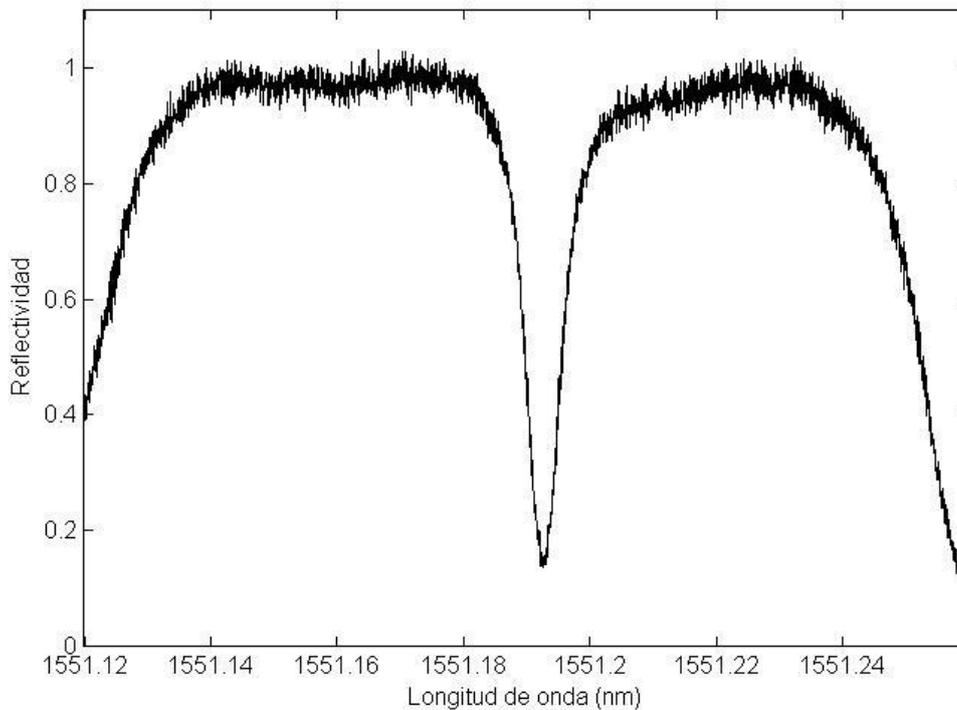


Fig. 4.2.1.2 Espectro de reflexión de la red de difracción con cambio de fase (PSFBG)

determinada por la anchura del  $FBG_1$ , ya que es el único que se utiliza en reflexión, y esta anchura será la que determine el número máximo de líneas Stokes que se pueden generar en cascada en el sistema laser, ya que todas aquellas que queden fuera de este intervalo espectral nunca llegarán a lasear. El pico que se observa en el tramo plano de mayor coeficiente de transmisión resulta del espectro de transmisión del PSFBG, pudiendo sintonizar su posición ajustando la elongación. En este caso el espectro fue diseñado con su máximo en 1551.36 a fin de favorecer la resonancia a esa longitud de onda. Una pequeña diferencia en el factor de transmisión es suficiente para conseguir este efecto. En este caso, el pico se encuentra sólo un 12% por encima del valor de la zona plana. Se observa que a la derecha del mencionado pico se encuentra la zona plana donde el coeficiente de transmisión es casi constante. Esto es debido a que es la zona donde se deben generar las sucesivas componentes Stokes, por lo que las condiciones de resonancia deben ser similares para no favorecer unas sobre otras. En este caso, se ha obtenido una zona de 0.4 nm de anchura con una planicidad relativamente buena (0.5 dB de variación). Como se observa en la figura 4.2.1.1, la señal de salida se divide en dos a

fin de ser introducida en la SMF por ambos lados tras ser amplificada por otros dos EDFAs. Esta señal debe actuar como onda de bombeo para inducir la dispersión Brillouin en la SMF de 15 km de longitud. Las ondas de Stokes generadas en la fibra son recogidas en los dos extremos y dirigidas hacia la entrada del EDFA<sub>1</sub>. Una vez que las ondas de Stokes generadas por dispersión Brillouin espontánea se desplazan por la fibra, tiene lugar en ella el proceso de dispersión

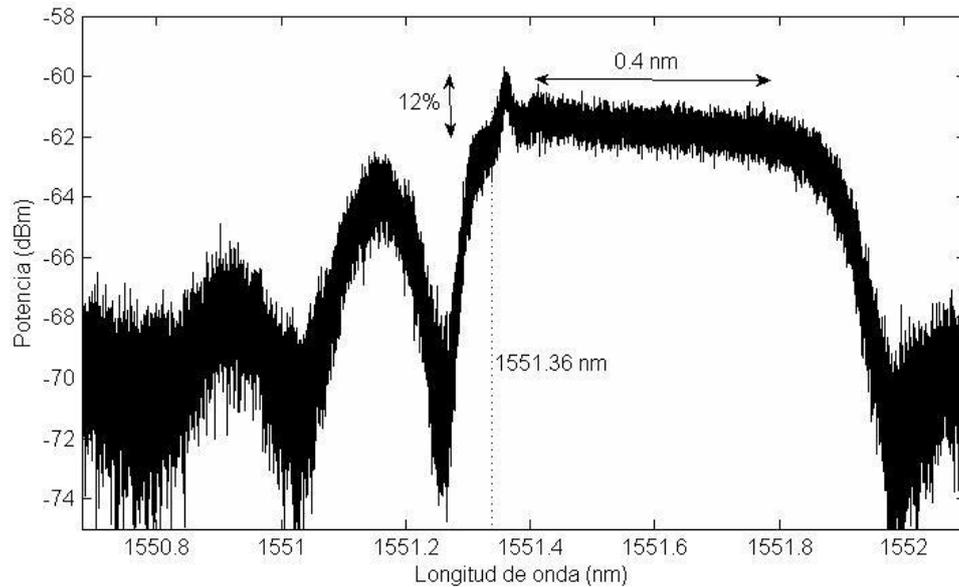


Fig. 4.2.1.3 Espectro de transmisión del FBGFS

Brillouin estimulada, transfiriéndose energía de la señal de bombeo a la onda Stokes. Cuando la ganancia Brillouin unida a la ganancia en los EDFAs es suficiente para compensar las pérdidas ópticas de la cavidad, la onda Stokes comienza a lasear. Cuando una onda Stokes adquiere suficiente potencia, genera una segunda línea Stokes y así sucesivamente. De esta forma puede llegar a cubrirse completamente la parte alta y plana del espectro de transmisión del FBGFS.

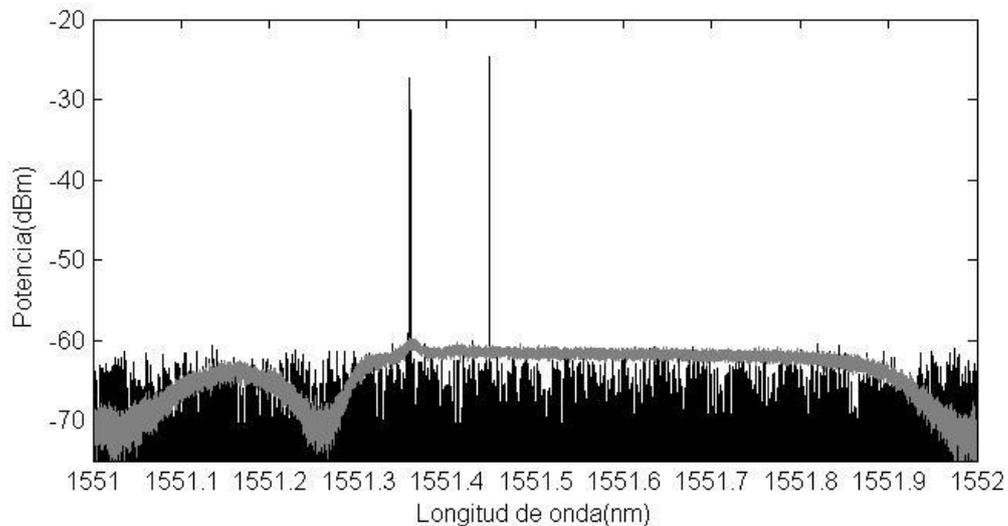
También se ha utilizado en el laboratorio otra configuración, utilizando un bombeo unidireccional (eliminando la rama superior) para evitar el uso de un tercer EDFA, pero no se han obtenido buenos resultados ya que se necesitaba una mayor potencia de la onda de bombeo para generar la misma ganancia Brillouin en la fibra, lo que generaba inestabilidad y saltos de modo en el laser. Hay que tener en cuenta que el pico del espectro de transmisión del FBGFS tiene una anchura a media altura de 15 pm, es decir, 1.8 GHz (a 1550 nm). La distancia entre modos longitudinales resonantes en una cavidad de longitud  $L$  e índice de refracción  $n$ , viene dada por la ecuación:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (4.2.1.1)$$

Por tanto, en nuestro sistema la distancia entre modos longitudinales es de aproximadamente 6.8 kHz, 6 órdenes de magnitud menor que la anchura del pico.

#### 4.2.1.2 Resultados

Se han realizado medidas en el laboratorio, para verificar la validez de este sistema laser auto-inducido como sistema sensor. Para ello, se ha variado la temperatura de la SMF desde temperatura ambiente (21 °C) hasta 50 °C. Se ha ajustado la ganancia en los EDFAs para tener 4 dB en el EDFA<sub>1</sub>, 10 dB en el EDFA<sub>2</sub> y 3.5 dB en el EDFA<sub>3</sub>. Con esta configuración sólo se genera una onda Stokes capaz de resonar en la cavidad como se observa en la figura 4.2.1.4.



Se observa que, como estaba previsto, la señal de bombeo se genera a la longitud de onda del pico en el espectro de transmisión de la FBGFS, 1551.36, y la separación espectral entre la señal de bombeo y la señal de Stokes generada por dispersión Brillouin es de 88 pm. La figura 4.2.1.5 muestra el batido entre la onda de Stokes resonante en la cavidad y la onda de bombeo, generada internamente, en el dominio eléctrico. Como se observa, el pico está centrado en la frecuencia Brillouin de la fibra, 11.069 GHz (88 pm), y tiene una anchura a media altura de 5 MHz. Su desplazamiento cuando la SMF se calienta hasta 50 °C es de 33 MHz, lo que resulta en una relación de 1.15 MHz/°C, en concordancia con los datos encontrados en la bibliografía. Esta variación de  $\nu_B$ , permite utilizar la SMF de nuestro sistema laser como transductor. Así, fijándola a una estructura o a cualquier elemento cuya temperatura o elongación se desee controlar, la frecuencia de oscilación de la señal laser nos indicará en tiempo real el estado de dicho elemento. Debe mencionarse que los FBGs también

responden a las variaciones de temperatura, pero al formar parte de la unidad optoelectrónica de interrogación no intervienen en el proceso de medida.

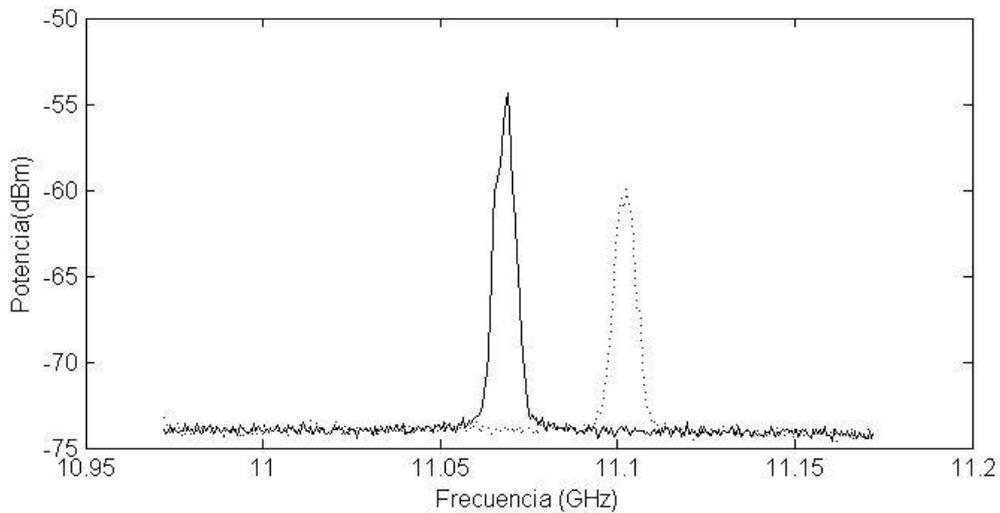


Fig. 4.2.1.5 espectro del batido entre la onda de bombeo y la onda Stokes en el dominio eléctrico cuando la SMF se encuentra a temperatura ambiente. La línea de pntos representa el mismo espectro cuando la fibra se encuentra a 50 °C.

Este sistema debe ser investigado más en profundidad para conseguir un espectro de salida multilínea, lo que permitiría tener otras aplicaciones en campos como las telecomunicaciones y la espectroscopía. Se ha observado en el laboratorio que aumentando la ganancia por fibra de Erblio se excitan nuevos modos alrededor de la onda de bombeo generada inicialmente, en lugar de incrementarse la potencia de ésta y de la onda Stokes. Reduciendo las pérdidas ópticas totales de la cavidad se facilitaría la oscilación de más ondas Stokes y controlando con mayor precisión la temperatura y elongación de los FBG usados en la FBGFS se estabilizaría la señal de bombeo generada internamente facilitando su amplificación.

En conclusión, se ha presentado un sistema sensor laser que utiliza amplificación por dispersión Brillouin estimulada sin necesidad de utilizar una señal de bombeo externa. Por primera vez, se ha conseguido generar una señal de bombeo internamente mediante la combinación de FBGs estándar y un FBG muestreado con cambio de fase.

Este trabajo se encuentra, en el momento de redactar esta tesis doctoral, en proceso de revisión por pares previa a su publicación en una revista internacional.

#### 4.2.2 Sistema sensor láser con ganancia por dispersión Brillouin para medidas de temperatura en múltiples zonas

Otras dos configuraciones para generar un laser de fibra por dispersión Brillouin fueron investigadas en el laboratorio con el objeto de crear un sistema sensor para múltiples zonas. La primera de ellas se basa en la configuración mostrada en la figura 4.2.2.1. Se trata de una cavidad lineal donde uno de los espejos es una red de difracción de Bragg y el otro está

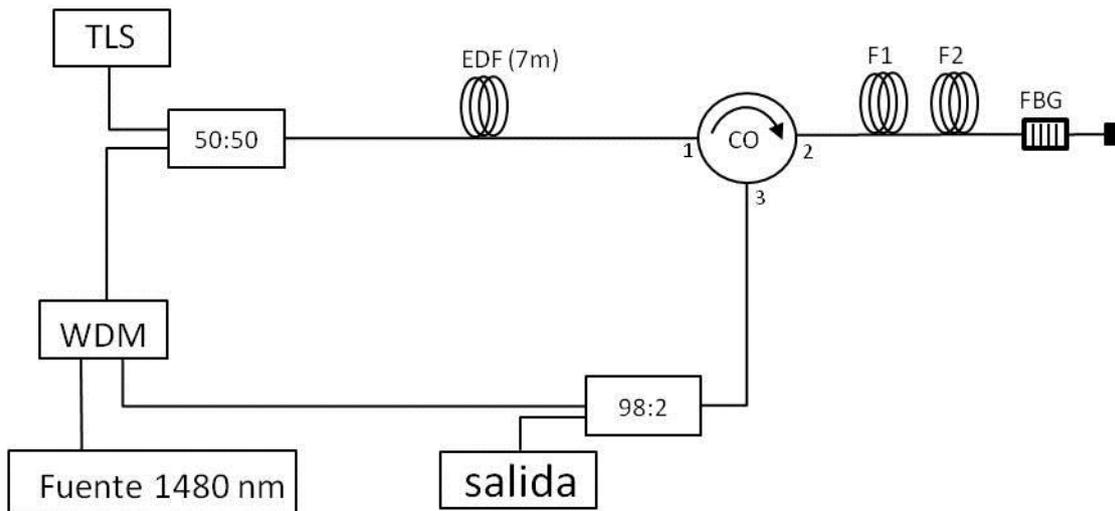


Fig.4.2.2.1 Esquema del montaje utilizado en el sistema láser para medida simultánea en dos zonas

formado por un circulador óptico que hace recircular la señal pasando por un acoplador óptico 98:2, para extraer un porcentaje de la misma, un WDM y una fibra altamente dopada con Erblio, Er-30 fabricada por Liekki con un coeficiente de absorción de 30 dB/m. El WDM se utiliza para insertar la señal que bombea la fibra de Erblio, a 1480 nm. También se introduce una señal laser que actuará como bombeo para inducir la dispersión Brillouin tras ser amplificada por la fibra de Erblio. El transductor consiste en dos secciones de fibras diferentes, una Sumitomo de 15 km de longitud (F1) y una Alcatel Teralight de 7 km de longitud (F2). El uso de un FBG como espejo evita la aparición de los modos propios de la cavidad gracias a su selectividad en longitud de onda. Su salida está sumergida en líquido adaptador de índice para evitar reflexiones indeseadas en este extremo. Una vez que la señal de bombeo es introducida en la cavidad, se produce en las secciones de fibra el proceso de dispersión Brillouin espontáneo, generándose así dos ondas Stokes desplazadas en frecuencia respecto al bombeo los valores de frecuencia Brillouin correspondientes a cada fibra. Estas ondas Stokes son contra propagantes al bombeo por lo que, al circular por la cavidad en sentido opuesto al bombeo, posibilitan la aparición de la dispersión Brillouin estimulada, transfiriéndose energía de la onda de bombeo a la onda Stokes. Cuando esta ganancia por dispersión Brillouin es suficiente para

compensar las pérdidas ópticas de la cavidad, las ondas Stokes comienzan a lasear. Determinando la frecuencia de las señales laser se determina la temperatura a la que se encuentra cada zona. La figura 4.2.2.2 muestra el espectro de salida del laser medido con un BOSA. La fibra de Erblio es bombeada con 27 dBm y la potencia emitida por el TLS es de -10 dBm. El FBG utilizado esta centrado en 1550.8 y su banda de reflexión tiene una anchura a media altura de 0.4 nm. En este espectro se observa la línea correspondiente al bombeo

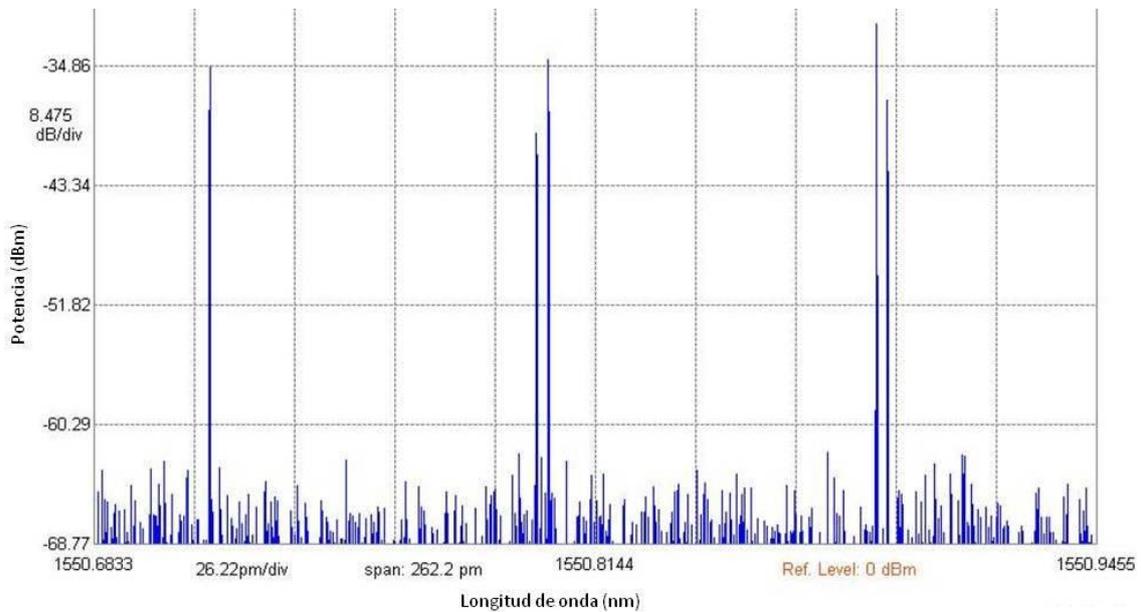


Fig. 4.2.2.2 Espectro óptico de la señal láser generada y amplifica en F1 y F2.

Brillouin y otras cuatro correspondientes a los dos primeros órdenes de Stokes generados en cada fibra. La separación espectral entre el bombeo y la onda Stokes es de 0.085 pm (10.60 GHz) para F1 y de 89 pm (11.07 GHz) para F2. La evolución de estos valores nos informa de la evolución de la temperatura ya que, como hemos visto,  $\nu_B$  se desplaza con la temperatura según la relación 1.15 MHz/°C. El número máximo de zonas de medida vendrá determinado por la potencia disponible para la señal de bombeo, la longitud de la fibra, su coeficiente de ganancia Brillouin y las pérdidas ópticas totales de la cavidad.

Este trabajo ha sido validado por la comunidad científica, dando lugar a una contribución a un congreso internacional [117].

Otra configuración muy simple que permite realizar medida de 3 zonas diferentes en tiempo real mediante un laser de fibra con amplificación por SBS ha sido desarrollada en colaboración con C. Galindez y publicada en una revista internacional [118].

### **4.3 Sistema sensor láser híbrido para medidas integrales y puntuales**

Se propone y demuestra experimentalmente un sistema sensor láser híbrido, que combina medidas puntuales en ciertas localizaciones críticas de la estructura o red a monitorizar, con medidas integrales de temperatura o elongación a lo largo de toda la estructura o red. Para ello se utiliza una cavidad láser en fibra para hacer resonar una onda Stokes generada por dispersión Brillouin en la fibra. Los sensores puntuales, FBGs, pueden ser distribuidos de cualquier forma a lo largo del canal y su número puede ser muy elevado, estando limitado por la curva de ganancia del Erblio, el rango de sintonización del laser, la anchura de las bandas de reflexión de los FBGs y la máxima variación prevista para la temperatura. La medida integral de temperatura a lo largo de la red, se lleva a cabo mediante el análisis de la frecuencia Brillouin de la fibra que depende linealmente de la temperatura. Al ser una medida integral, únicamente refleja los cambios de temperatura que afecten a toda la longitud del canal de fibra, o al menos a una longitud suficiente para que la componente Stokes generada a esa temperatura adquiera la ganancia necesaria para lasear y, por tanto, se pueda detectar. La mayor ventaja de este sistema respecto a los presentados con anterioridad es que utiliza una configuración mucho más simple y versátil como se explica a continuación.

#### **4.3.1. Montaje experimental**

Un esquema del montaje utilizado se muestra en la figura 4.3.1. La cavidad laser está conformada de la misma manera que el sistema presentado en el apartado 4.1.2, con un circulador de tres puertos que actúa como espejo en uno de los lados, conectándose sus puertas 2 y 3 mediante un acoplador que inyecta la señal de bombeo generada en un láser sintonizable y extrae el 50 % de la señal resonante, y un EDFA que amplifica ambas señales antes de ser inyectadas en el canal de fibra a través de la puerta 1. El otro espejo los conforman las redes de difracción de Bragg que colocamos en el canal y actúan como sensores puntuales. De nuevo, el hecho de utilizar los FBGs como espejos selectivos en longitud de onda permite elegir cómodamente la región espectral donde se generan las líneas láser y evita la excitación de los modos propios de la cavidad. De esta forma, se elimina una de las limitaciones existentes en otros sistemas donde se debe elegir la longitud de onda del bombeo coincidiendo con la región de mínimas pérdidas de la cavidad [119]. Los FBGs utilizados se sitúan en la región espectral cubierta por la curva de ganancia del Erblio. La señal extraída, que contiene parte de la señal resonante (la onda Stokes) y parte de la señal emitida por el TLS (la onda de bombeo), se analiza mediante la técnica heterodina para lo que se

convierte al dominio eléctrico y se introduce en el analizador de espectros eléctricos, obteniendo una SNR mejorada tras la eliminación de ruido debido a la dispersión Rayleigh.

El transductor híbrido cuasi- distribuido consiste en un cierto número de segmentos de fibra, que actúan como transductores integrales (IT), separados por una o más redes de difracción de Bragg que actúan como transductores puntuales (TP) y cuyas bandas de reflexión no se superponen entre sí. El número de TP colocados entre dos TI puede ser elevado, estando limitado por los factores mencionados anteriormente. Como se discutió en el apartado 4.1.2, su número total en caso de variaciones de temperatura limitadas a 30 grados, FBGs de 0.4 nm de anchura, un rango de sintonización de 40 nm en el TLS y una ganancia aplanada del EDFA en

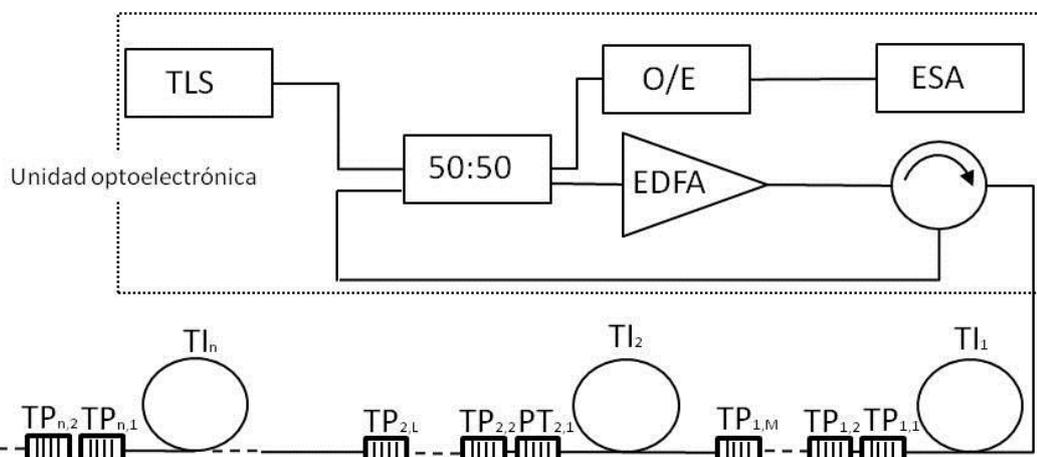


Fig. 4.3.1 Esquema del montaje experimental del sistema sensor híbrido. TI: transductor integral. TP: transductor puntual. O/E: convertidor óptico-eléctrico.

ese rango, puede ser de hasta 40 TP. El número de segmentos de fibra (TI) determinará el número de regiones o zonas de la red que facilitan medidas integrales a lo largo de toda la longitud del segmento de fibra. La longitud mínima de cada sección vendrá determinada por la intensidad de la señal de bombeo que la atraviesa, ya que se debe generar la ganancia necesaria en cada sección para hacer resonar la onda Stokes correspondiente, y tener en cuenta que, en caso de encontrarse a una temperatura diferente del resto, ese será el único tramo del canal donde esa onda Stokes recibirá amplificación por dispersión Brillouin. Típicamente, la mínima longitud necesaria es del orden de los cientos de metros, lo que no supone un factor limitante severo, pues es posible enrollar la fibra adecuadamente para adaptarse a la longitud deseada. En cuanto la longitud máxima alcanzable, dependerá de las pérdidas de la cavidad, el coeficiente de ganancia por dispersión Brillouin de la fibra utilizada y de la ganancia disponible en el EDFA.

El principio de funcionamiento del sistema sensor es muy similar al del sistema presentado en el apartado 4.1.2. La señal del laser sintonizable es amplificada en el EDFA e inyectada en el canal de fibra óptica donde induce el proceso de dispersión Brillouin espontánea. La onda Stokes generada podrá ser amplificada siempre y cuando la potencia de la onda de bombeo esté por encima de la potencia umbral y su longitud de onda se encuentre dentro de la banda de reflexión de alguno de los FBGs. En ese caso, la onda Stokes será reflejada y se propagará a través de los transductores integrales en dirección opuesta a la onda de bombeo, con lo que se producirá dispersión Brillouin estimulada y la consiguiente transferencia de energía entre las

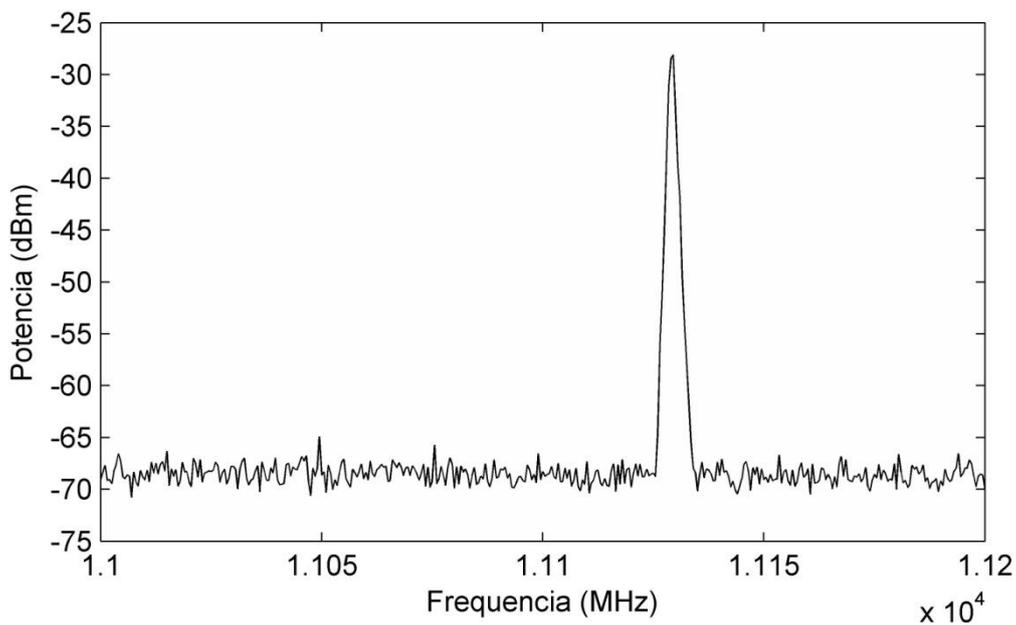


Fig. 4.3.2 Espectro del batido entre la onda de bombeo y la onda Stokes en el dominio eléctrico.

ondas. Esta ganancia unida a la generada en el EDFA puede compensar las pérdidas ópticas totales de la cavidad haciendo que la onda Stokes comience a lasear. En caso contrario, se irá atenuando hasta desaparecer. La frecuencia de la onda Stokes estará desplazada el valor de  $\nu_B$  respecto a la onda de bombeo. Este valor dependerá de la temperatura a la que se encuentre la sección de fibra o TI en el que se haya generado. El efecto de la elongación es eliminado permitiendo que la fibra se encuentre laxa en todo momento. Por tanto, la medida de  $\nu_B$  permite averiguar la temperatura de cada segmento siguiendo el procedimiento de interrogación que se explica a continuación.

#### 4.3.2. Procedimiento de interrogación

El procedimiento de interrogación de este sistema sensor consta de dos pasos. En primer lugar es necesario encontrar la localización espectral de las bandas de reflexión de los FBGs. Para

ello se analiza la potencia del pico que aparece alrededor de la frecuencia Brillouin en el espectro del batido de la onda Stokes con la onda de bombeo. Esta potencia depende de la longitud de onda, ya que es función directa de la potencia de la onda Stokes, lo que permite localizar los FBGs haciendo un barrido en longitud de onda con la señal de bombeo. Una vez localizados los FBGs, lo que nos informa de la temperatura de los puntos críticos, se trata de sintonizar la onda de bombeo dentro de la banda de reflexión de uno de los FBGs situados tras la primera sección de fibra ( $TI_1$ ), es decir, uno de los  $TP_{1,x}$ . De esta forma nos aseguramos que la onda Stokes que resuena en la cavidad es amplificada por dispersión Brillouin estimulada

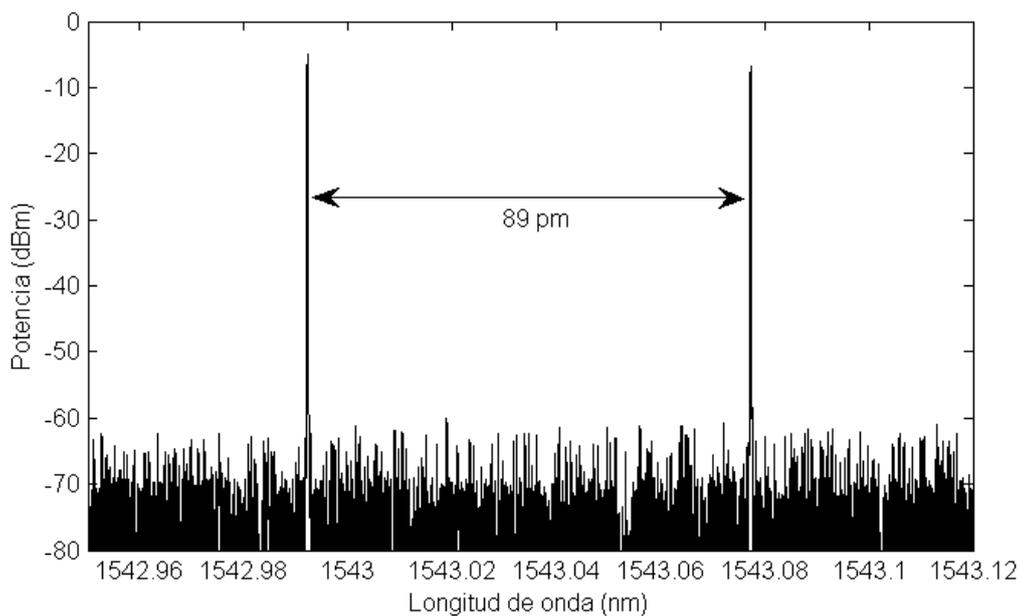


Fig. 4.3.3 Espectro óptico de la señal de bombeo Brillouin y la onda Stokes generada en la fibra.

únicamente en  $TI_1$ , con lo que la información contenida en su frecuencia nos dará la temperatura en esa sección de fibra. Lógicamente la frecuencia Brillouin de la fibra en condiciones normales debe ser previamente conocida para tomarla como referencia a la hora de inferir la temperatura actual. A continuación, se sintoniza el TLS dentro de la banda de reflexión de uno de los  $TP_{2,x}$ . De esta forma, si la temperatura en  $TI_2$  es diferente a la de  $TI_1$  se generará en esta sección una onda Stokes de frecuencia desplazada respecto a la generada en  $TI_1$  el valor de la diferencia de temperatura por la relación de desplazamiento que generalmente esta en torno a 1.15 MHz/°C. En el espectro del batido de las dos ondas en el dominio eléctrico se observarán dos picos, en torno a las frecuencias Brillouin correspondientes a cada sección. De este modo se va obteniendo sucesivamente la temperatura de cada sección. En condiciones normales, todas las secciones se encuentran a la misma temperatura con lo que resultará un solo pico en el espectro cuando sintonizamos el

bombeo en la banda de reflexión de uno de los FBGs al final del canal,  $TP_{n,x}$ . La figura 4.3.2 muestra el batido de las dos ondas en el dominio eléctrico para la fibra utilizada en este caso, una SMF con núcleo de Sílice pura fabricada por Sumitomo, cuya frecuencia Brillouin es 11.13 GHz. En caso de que se produzca un cambio de temperatura brusco en uno de los puntos críticos durante la medida del espectro del batido, la banda de reflexión del FBG se desplazará y en consecuencia la onda Stokes dejará de lasear, requiriéndose un nuevo barrido en longitud de onda para localizar el FBG y obtener la temperatura del punto crítico. Una de las grandes ventajas que ofrece este sistema es que se pueden multiplexar numerosas redes de difracción de Bragg, pudiendo llegar a conformarse un sistema cuasi-distribuido ya que éstas se pueden colocar en cualquier punto del canal y el incremento del número de sensores no acarrea una disminución de la relación señal a ruido.

### 4.3.3. Resultados

Para demostrar la validez de este sistema sensor se han realizado en nuestro laboratorio una serie de medidas experimentales usando un transductor consistente en dos secciones de fibra con núcleo de Sílice puro de Sumitomo, de 4.5 y 15 km de longitud respectivamente, con un

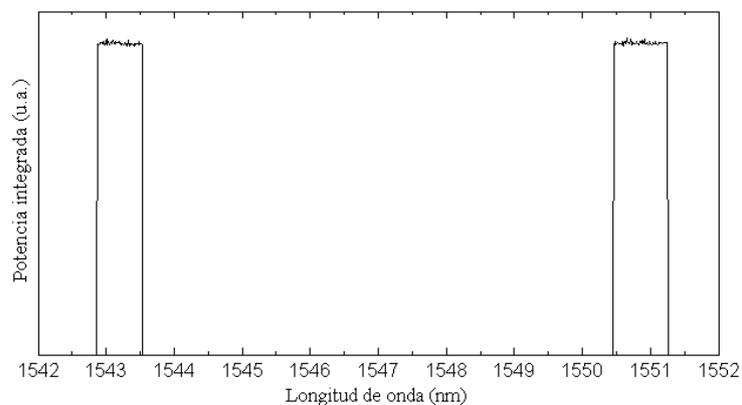


Fig 4.3.4 Bandas de reflexión de los FBGs detectados mediante integración de la potencia del pico del batido de las ondas de bombeo y de Stokes.

FBG colocado entre ambas y otro al final. Los FBGs están centrados en 1550.8 y 1543.2 nm en condiciones normales y la anchura a media altura de sus bandas de reflexión es 0.9 y 0.8 nm respectivamente. Se ha utilizado un laser sintonizable con una anchura de línea de 100 kHz. La figura 4.3.3 muestra el espectro óptico de la onda de bombeo Brillouin generada por el TLS y la onda Stokes generada en la fibra por dispersión Brillouin, obtenido con un BOSA. Como se observa, la separación espectral en longitud de onda es de 89 pm, es decir, 11.13 GHz, la frecuencia Brillouin para esta fibra cuando es bombeada a 1543 nm. Realizamos la detección de las redes de difracción de Bragg colocadas en el canal mediante la integración de la

potencia del pico del batido de las dos ondas, bombeo y Stokes, en función de la longitud de onda, obteniendo los resultados que se muestran en la figura 4.3.4. Los dos FBGs se detectan en sus posiciones normales y sus espectros coinciden con los medidos mediante un interrogador comercial. Para verificar la capacidad sensora del sistema, los  $TI_1$  y  $TP_{1,1}$  se colocaron en una cámara climática y fueron sometidos a un ciclo de temperatura desde  $-10\text{ }^\circ\text{C}$  hasta  $40\text{ }^\circ\text{C}$ . La figura 4.3.5 muestra el desplazamiento de las bandas de reflexión de los FBGs en función de la temperatura. La relación de desplazamiento es de  $21\text{ pm}/^\circ\text{C}$ , ya que se ha utilizado un tipo de FBG especialmente empaquetados para aumentar su sensibilidad a la temperatura. Esta relación coincide con la caracterización previa de los dispositivos sensores realizada con un OSA. El paso utilizado para el barrido en longitud de onda es de  $10\text{ pm}$ , lo que resulta en una resolución de  $0.47\text{ }^\circ\text{C}$ . Para cada etapa del ciclo de temperaturas, cada  $10\text{ }^\circ\text{C}$ , se adquieren los espectros del batido de la señal resonante con la señal de bombeo, obteniéndose los resultados que se muestran en la figura 4.3.6. Como esperábamos, cuando la temperatura en los dos TI es distinta, vemos que aparecen dos picos en el espectro. Por ejemplo, para el caso en que  $TI_1$  se encuentra a  $-10\text{ }^\circ\text{C}$  y  $TI_2$  se mantiene en condiciones normales se observan dos ondas Stokes resonando en la cavidad, una generada en la primera sección de fibra,  $TI_1$ , con frecuencia Brillouin  $11.033\text{ GHz}$ , y otra generada en  $TI_2$  cuya frecuencia Brillouin es  $11.067\text{ GHz}$ , que es el valor de  $\nu_b$  para esta fibra en condiciones normales. Se observa que cuando la temperatura de  $TI_1$  está próxima a  $20\text{ }^\circ\text{C}$ , no se observan dos picos en el espectro, debido a que en este caso las curvas de ganancia Brillouin correspondientes a cada sección están tan cerca que llegan a solaparse generándose un solo pico en el espectro. Este aspecto debe ser investigado en mayor profundidad para identificar claramente el límite hasta el cual este sistema es capaz de discriminar dos secciones que se encuentran a temperaturas muy similares. En principio, esto dependerá del ancho de la curva de ganancia Brillouin que no depende solamente del tipo de fibra y de las condiciones a las que está sometida, sino que también está influenciado por factores como la anchura espectral de la señal de bombeo y el nivel de homogeneidad de la fibra. En las medidas realizadas en nuestro laboratorio, la zona de ambigüedad es de unos  $20\text{ }^\circ\text{C}$ , lo que significa que la separación espectral necesaria entre las curvas de ganancia Brillouin correspondientes a dos secciones diferentes debe ser de unos  $23\text{ MHz}$  para que den lugar a dos picos en el espectro. En cualquier caso, para una gran mayoría de aplicaciones, las pequeñas variaciones de temperatura, de unos  $10\text{ }^\circ\text{C}$  alrededor de la temperatura de funcionamiento normal, no representa una situación crítica por lo que no se ha investigado más en profundidad este problema. También se observa que la potencia del pico generado en  $IT_2$  varía de unas medidas a otras. Esto se puede evitar realizando un ajuste fino de la ganancia del EDFA antes de

capturar el espectro, pero no tiene influencia en el funcionamiento del sistema sensor ya que siempre que se observe el pico podremos inferir la temperatura del TI correspondiente, independientemente de la potencia. Como se observa en la figura 4.3.7, la relación de desplazamiento de la frecuencia Brillouin con la temperatura es de 1.16 MHz/ °C, lo que se ajusta muy bien a los resultados previos del estudio de este efecto.

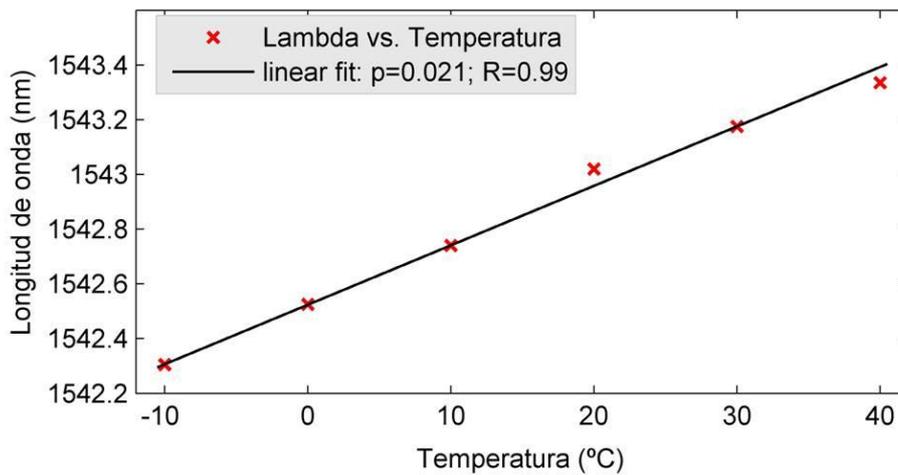


Fig. 4.3.5 desplazamiento de la banda de reflexión del TP<sub>1,1</sub>.

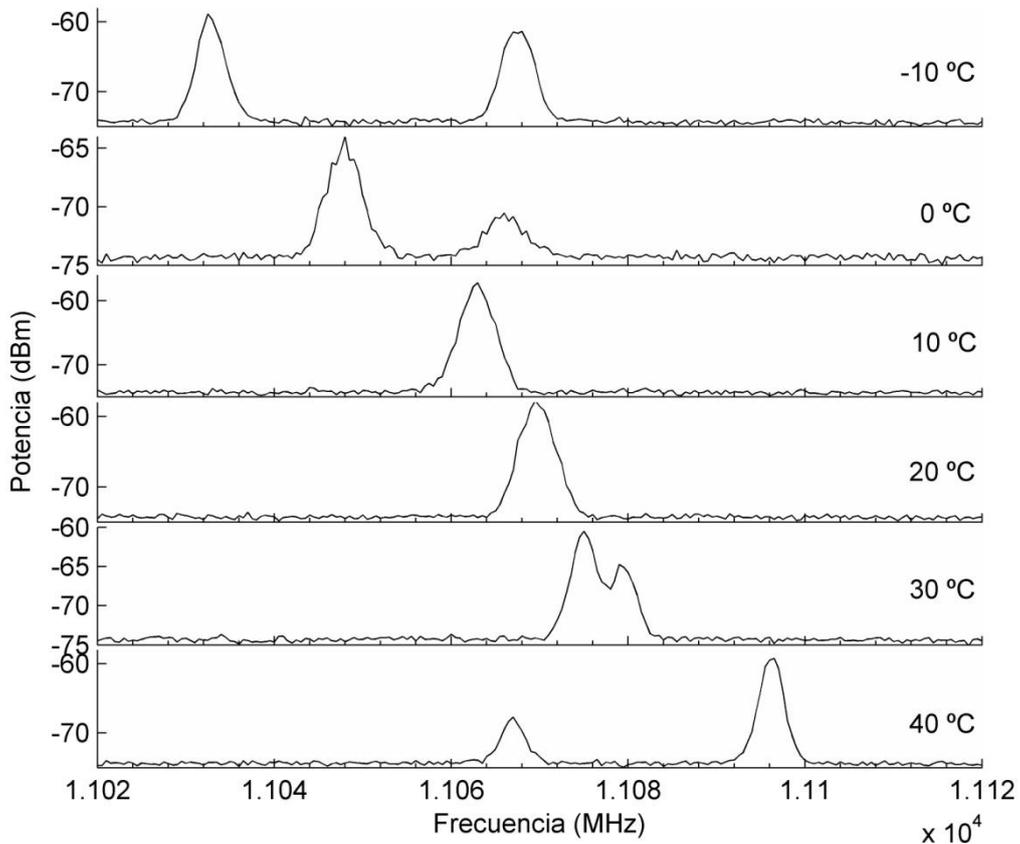


Fig. 4.3.6 Espectro del batido entre la señal de Stokes resonante en la cavidad y una muestra de la señal de bombeo cuando TI<sub>1</sub> es sometido a un ciclo de temperatura.

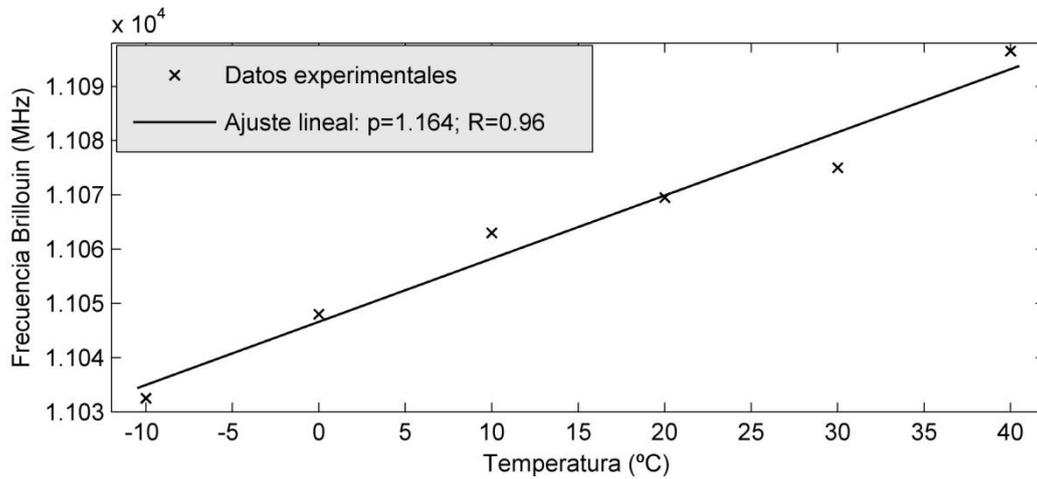


Fig. 4.3.7 Desplazamiento de la frecuencia Brillouin en  $TI_1$  con la temperatura.

Como conclusión, se ha presentado y validado experimentalmente un sistema sensor laser apto para detectar cambios de temperatura que afectan tanto a ciertos puntos críticos de una estructura o red como a toda ella de forma integral. Se ha conseguido una resolución de  $0.47^\circ\text{C}$  y una relación señal a ruido de 40 dB. El número de sensores puntuales es muy elevado en relación a los sistemas híbridos propuestos con anterioridad, y su distribución es libre a lo largo del canal óptico.

Este trabajo ha sido validado por la comunidad científica, habiendo sido sus resultados publicados en una revista internacional [120].

## Capítulo 5:

---

# *Sensores distribuidos mediante la técnica BOTDA*

---

La medida distribuida de temperatura y elongación a lo largo de estructuras, especialmente en el campo de la ingeniería civil, es una de las principales aplicaciones de la dispersión Brillouin en fibras ópticas en la actualidad. Existen múltiples técnicas para inferir, a partir de las características de la dispersión, la temperatura o elongación en cualquier punto con una resolución espacial que puede reducirse hasta el orden de los centímetros y un rango espacial que puede ampliarse hasta superar los 100 km con ayuda de la amplificación por dispersión Raman a lo largo de la fibra transductora. Sin embargo, los sistemas sensores presentados hasta el momento son complejos y requieren una gran precisión en la puesta a punto así como la utilización de equipos de elevado coste económico, lo que está ralentizando fuertemente su implantación comercial a nivel mundial. La técnica BOTDA consiste en analizar en el dominio del tiempo las características de la amplificación generada por dispersión Brillouin estimulada. Se inyectan en la fibra dos señales laser, una pulsada y otra continua, cuya diferencia en frecuencia sea constante e igual a las frecuencias de la curva de ganancia por dispersión Brillouin de la fibra transductora. El proceso de SBS sólo se produce donde ambas señales contra propagantes coinciden en la fibra, midiéndose la ganancia por SBS en cada punto. A través de la medida del “tiempo de vuelo” del pulso se determina el estado de cada punto de la fibra. Para ello, se barre la frecuencia de una de las señales (típicamente la onda continua) entorno a la curva de ganancia. Existen dos posibilidades de funcionamiento: utilizar la onda continua como bombeo para amplificar la onda pulsada, conocido como *régimen de*

*vaciamiento*, o utilizar la onda pulsada como bombeo para amplificar la onda continua, lo que se conoce como *régimen de ganancia*. En todo caso se deben cumplir las condiciones de frecuencia expresadas en la figura 5.1, ya que, como se mencionó en el capítulo 2, la transferencia de energía por SBS ocurre hacia la onda de frecuencia menor, contra propagante al bombeo, salvo en ciertos casos específicos donde se puede producir amplificación de la onda anti-Stokes.

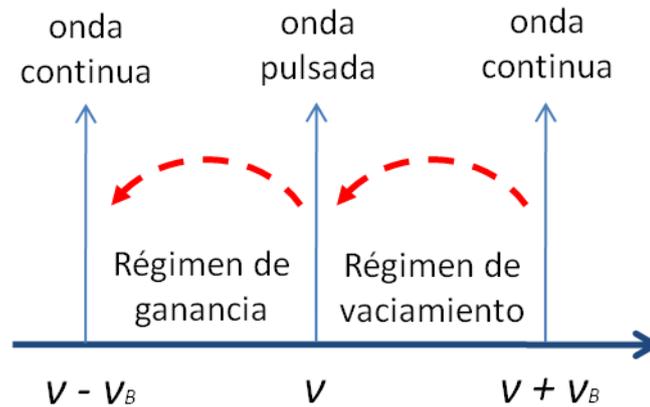


Fig. 5.1 Relación entre la onda pulsada y la onda continua en cada régimen de funcionamiento. Las flechas rojas indican la transferencia de energía.

Para generar dos señales laser cuya diferencia en frecuencia sea estable y próxima al valor de la frecuencia Brillouin básicamente se utilizan dos esquemas: dos láseres anclados entre sí o dividir la salida de un laser en dos ramas, modulando una de ellas a frecuencia  $\nu_B$ . En el primer caso, se necesitan fotodetectores de alta frecuencia para controlar la separación entre ambas señales, mientras que en el segundo es necesario un generador de señales de microondas y un modulador de gran ancho de banda, lo que incrementa notablemente el coste económico. Por ello se trabaja en simplificar y/o abaratar los montajes necesarios, sin decrecer las prestaciones técnicas, para incrementar sus posibilidades de aplicación. En lo que sigue se presenta una optimización realizada para medir temperatura o elongación en cualquier punto a lo largo de una fibra de 25 km de longitud y su aplicación para desarrollar una red de sensado distribuido con conmutación óptica remota.

Los resultados que se describen a continuación han surgido consecuencia de la colaboración mantenida con el *grupo de comunicaciones ópticas y aplicaciones electrónicas* de la Universidad Pública de Navarra durante una estancia de investigación.

## 5.1 Sistema BOTDA simplificado

Partiendo del esquema propuesto por A. Zornoza y sus colaboradores en 2010 [121], se ha llevado a cabo una optimización de un sistema BOTDA simplificado. Además, se ha tenido en cuenta el error inducido en la determinación de la frecuencia Brillouin debido al agotamiento selectivo de la señal de bombeo, demostrado por L. Thévenaz y sus colaboradores en 2011 [61]. La señal de bombeo modifica su espectro a medida que avanza por la fibra transfiriendo energía a la sonda por dispersión Brillouin estimulada, ya que la transferencia de energía es mayor a la frecuencia central de la curva de ganancia Brillouin. Ello provoca una distorsión en el espectro de ganancia obtenido para ciertos puntos, con el consiguiente error en la determinación de la frecuencia central.

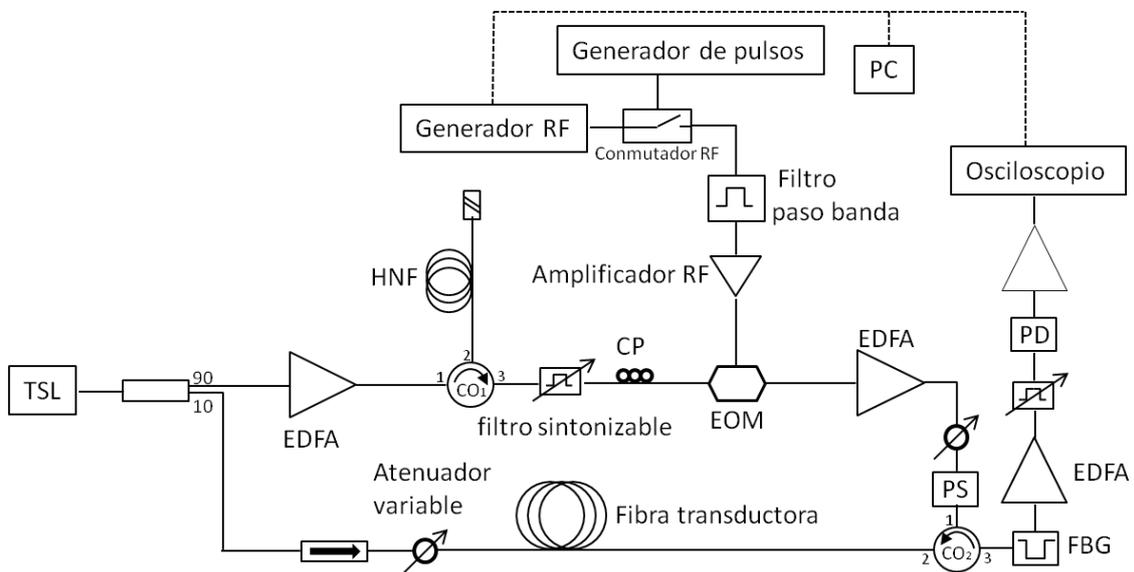


Fig. 5.1.1 Esquema del sistema BOTDA simplificado. EOM: modulador electroóptico; TSL: láser sintonizable; HNF: fibra de alta no-linealidad; PS: aleatorizador de polarización; CP: controlador de polarización.

La figura 5.1.1 muestra un esquema del montaje utilizado. Se utiliza una única fuente láser de semiconductor (Santec TSL-210), sintonizable en el rango de 1530 a 1610 nm, con una anchura de línea de 1 MHz y una potencia máxima de 10 dBm. La salida de este láser se inyecta en un acoplador 90/10 cuyas salidas sirven para generar la onda continua y los pulsos. La rama que conduce la onda continua porta un 10% de la potencia de salida del láser sintonizable. Se coloca un aislador para evitar que la potencia proveniente en dirección contraria pueda dañar la fuente láser. Además se coloca un atenuador variable para poder ajustar la potencia de la onda continua a la entrada de la fibra transductora, lo que permite evitar el error en la determinación de la frecuencia Brillouin de la fibra debido al agotamiento selectivo de la onda de bombeo. A fin de reducir este error a menos de 1 MHz, para una fibra de más de 22 km de longitud, la potencia de la onda continua no debería exceder los -14 dBm en el peor de los

casos, es decir, para una fibra completamente homogénea a lo largo de toda su longitud. En este caso, asumiendo las inevitables inhomogeneidades presentes en toda fibra, ajustamos la potencia de la onda continua a -13 dBm.

Por la rama superior se guía el 90% de la potencia de salida del laser hacia un amplificador de fibra de erbio, que aumenta su potencia hasta los 21 dBm, antes de ser inyectada en una fibra

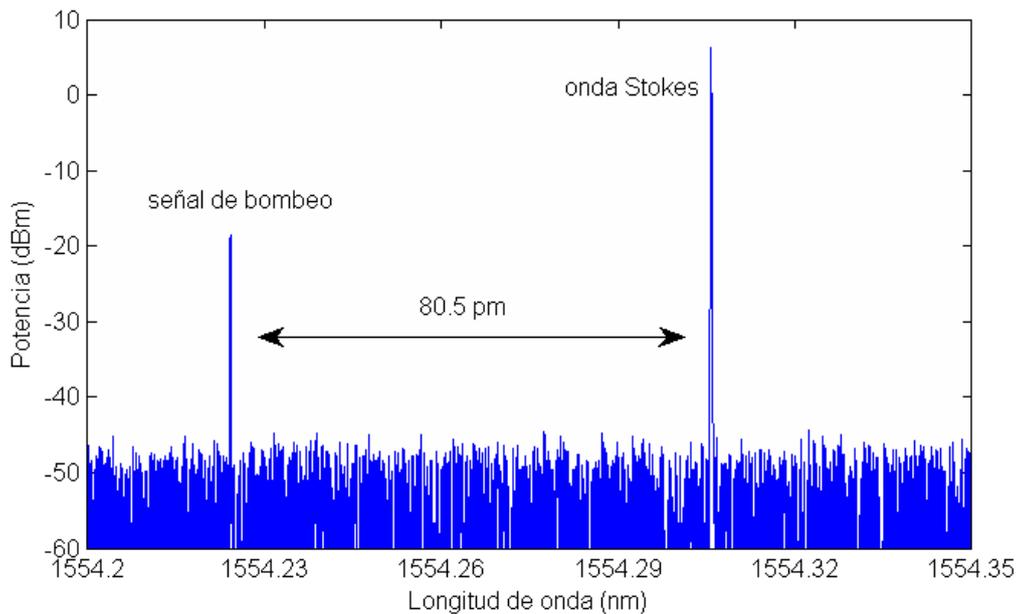


Fig. 5.1.2 Espectro óptico observado a la salida de la puerta 3 del circulador C1. La separación espectral entre la onda de bombeo y la onda Stokes generada es de 80.5 pm, es decir, 9.992 GHz.

de alta no-linealidad y 5 km de longitud. En esta fibra se induce el proceso de dispersión Brillouin espontáneo, generándose una nueva señal, la onda Stokes, contra-propagante y con frecuencia 9.992 GHz ( $\nu_B$  para esta fibra) menor que la señal entrante. Una vez iniciado el proceso espontáneamente, tiene lugar el proceso de dispersión Brillouin estimulado entre la señal entrante, o bombeo, y la onda Stokes generada espontáneamente en un punto más alejado de la fibra. Por tanto, se observa saliendo por la puerta 3 del circulador OC<sub>1</sub>, una nueva señal desplazada el valor de  $\nu_B$  respecto al bombeo. La figura 5.1.2 muestra el espectro óptico obtenido en este punto con un BOSA, y la figura 5.1.3 el espectro de su batido con la señal laser en el dominio eléctrico. Esta nueva señal está generada a partir de los fonones excitados térmicamente en la fibra, que posibilitan la dispersión Brillouin espontánea, por lo que su potencia tiene una distribución temporal ruidosa como se observa en la figura 5.1.4. Este problema fue estudiado por R. W. Boyd y K. Rzazewski [122] asumiendo que la excitación térmica de los fonones en el medio seguía la ecuación de Langevin, que describe el movimiento browniano de una partícula sometida a fricción. De su análisis teórico dedujeron

que la intensidad de la onda Stokes “reflejada por la fibra” (entendido en el sentido de que sale en dirección opuesta al bombeo entrante) depende de la ganancia total por paso, que viene dada por la ecuación:

$$G = g_B I(0)L \quad (5.1.1)$$

Siendo  $g_B$  el coeficiente de ganancia Brillouin de la fibra, definido en la ecuación 1.33,  $I(0)$  la intensidad del laser a la entrada de la fibra y  $L$  la longitud de interacción. La distribución

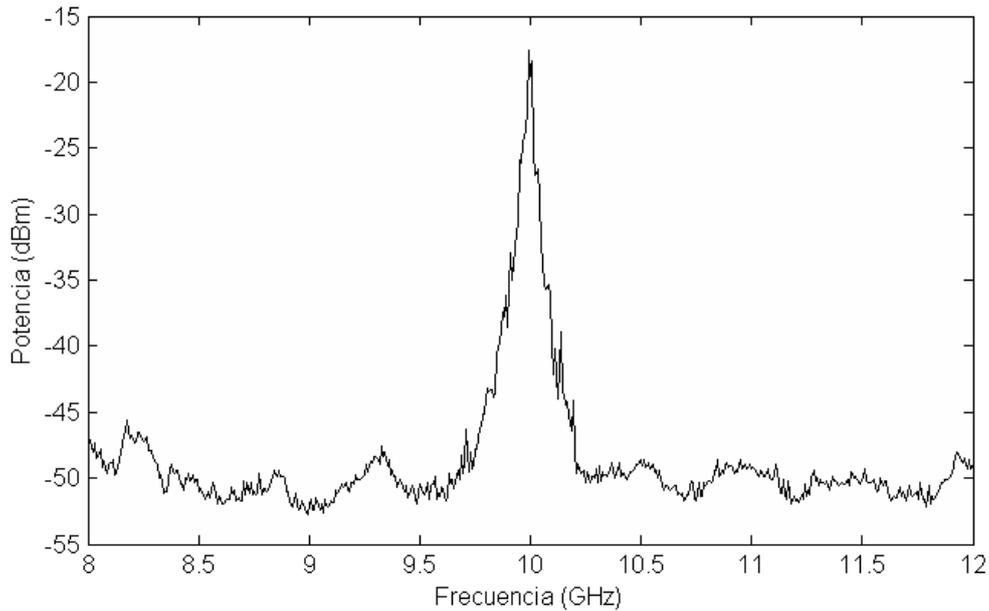


Fig. 5.1.3 Espectro del batido entre la señal generada por dispersión Brillouin y la señal del laser utilizada como bombeo. El pico se encuentra centrado en 9.992 GHz.

temporal de intensidad de la onda Stokes, obtenida integrando numéricamente las ecuaciones que rigen el proceso según este modelo teórico, indica que cuanto mayor es  $G$ , mayor es el valor medio de la potencia “reflejada” y menores sus fluctuaciones, debido a los efectos de saturación en régimen de agotamiento de la señal de bombeo. También la escala temporal de las fluctuaciones aumenta a medida que se incrementa el valor de  $G$ . Por ello, se ha utilizado el EDFA previo a la entrada de la señal de bombeo en la HNF a su máxima potencia (21 dBm). La fluctuación en la potencia de esta señal se puede caracterizar por su varianza, dada por la expresión:

$$Var(P) = \langle P^2 \rangle - \langle P \rangle^2 \quad (5.1.2)$$

El valor de la varianza normalizada,  $(Var(P)/\langle P \rangle^2)^{1/2}$ , será 1 en caso de que no se trabaje en régimen de agotamiento del bombeo, es decir cuando  $G$  es pequeño, ya que la potencia de la onda Stokes seguirá las fluctuaciones propias de la generación térmica de los fonones. Sin

embargo, para valores elevados de  $G$ , las fluctuaciones se suavizan debido a la saturación del proceso de amplificación. En este caso, la varianza normalizada de la potencia de la onda Stokes medida en la puerta 3 del circulator CO<sub>1</sub> es de 0.71.

Esta señal será posteriormente utilizada para generar los pulsos de bombeo. Al tener una frecuencia 9.99 GHz menor que la señal generada por el TSL, la frecuencia a la que debemos modularla para obtener una señal (banda lateral) entorno a la frecuencia Brillouin de las fibras ópticas estándar de telecomunicaciones, 10.8 GHz, es muy pequeña en comparación con los sistemas BOTDA habituales, donde es necesario modular la señal original a la frecuencia

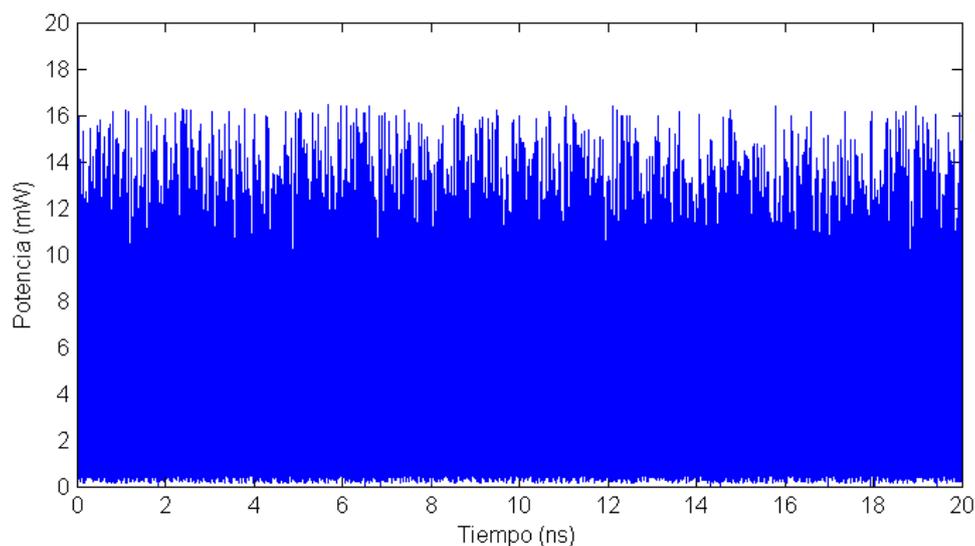


Fig. 5.1.4. Evolución temporal de la potencia de la onda Stokes generada en la fibra de alta no-linealidad

Brillouin de la fibra transductora. Esto permite prescindir de los habituales moduladores de gran ancho de banda y de los generadores de señales de microondas, reduciendo notablemente el coste del montaje. En este sistema la modulación se realiza en el rango de los MHz. El sistema trabaja en régimen de vaciamiento ya que los pulsos utilizados tienen una frecuencia menor que la onda continua, lo que significa que la transferencia de energía por SBS se producirá de la onda continua hacia los pulsos.

Se coloca un filtro paso-banda sintonizable de 1 nm de anchura previo a la entrada en el modulador, para limpiar la señal eliminando el ASE generado en el EDFA y “reflejado” en la fibra por dispersión Rayleigh, así como la parte correspondiente de la señal laser original. También se coloca a la entrada del EOM un controlador de polarización que permitirá optimizar la relación de extinción de la portadora a la salida del mismo.

En este sistema, los pulsos se conforman en el dominio eléctrico en lugar de en el dominio óptico como es habitual en este tipo de sistemas. Se lleva a cabo mediante un generador de

pulsos y un conmutador de RF lo que, como demostraron A. Zornoza y sus colaboradores [123], mejora el rendimiento del sistema al minimizar la señal continua residual que siempre existe cuando se realiza la generación del pulso en el dominio óptico. Esta señal continua indeseada se traduce en una distorsión en la medida de la curva de ganancia Brillouin y, por

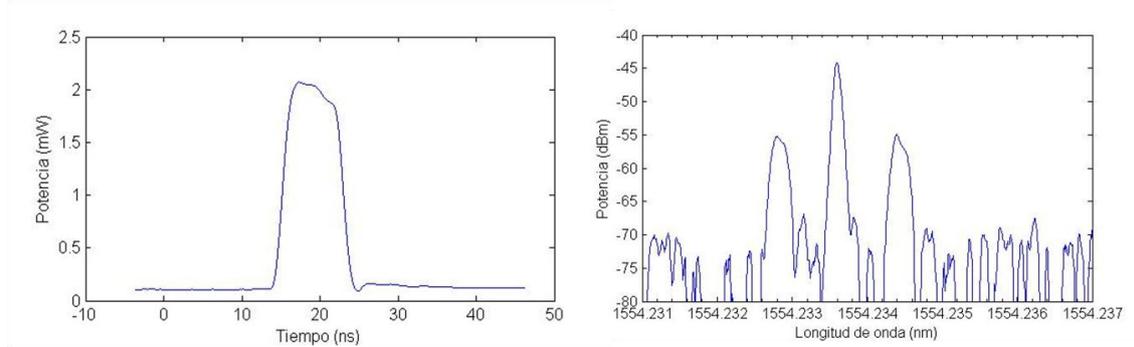


Fig. 5.1.5 (a) Pulso óptico generado en el sistema (b) Espectro óptico de la señal a la salida del modulador electro-óptico.

consiguiente, en la determinación de la frecuencia Brillouin correspondiente a cada punto de la fibra. Este efecto es evitable consiguiendo una relación de extinción muy alta para los pulsos. En el dominio óptico esto se puede conseguir utilizando moduladores especiales de alta relación de extinción pero muy costosos, o con otras técnicas como por ejemplo utilizando amplificadores ópticos de semiconductor (SOA, por sus siglas en inglés) como conmutadores ópticos [124]. Sin embargo, es más sencillo y económico generar pulsos con alta relación de extinción en el dominio eléctrico [125], donde se pueden encontrar fácilmente conmutadores de alta velocidad (hasta 1ns) y una muy elevada relación de aislamiento. La figura 5.1.5 muestra la forma de los pulsos generados en el sistema observados en un osciloscopio y el espectro de la señal modulada en el dominio óptico observada con un BOSA. La potencia de los pulsos a la salida del modulador es de 0.1 dBm, por lo que deben ser amplificados antes de entrar en la fibra transductora. Sin embargo, un exceso de potencia provocaría el efecto de *inestabilidad de modulación*, muy perjudicial para la medida y que constituye el principal factor limitante en la máxima distancia a la que un sistema BOTDA es capaz de medir [59]. Se coloca también un atenuador variable para controlar la potencia a la entrada de la fibra con mayor precisión.

La polarización de los pulsos de bombeo se hace aleatoria, mezclándose todos sus posibles estados en un dispositivo compacto diseñado para tal fin, conocido como *polarization scrambler* (o aleatorizador de polarización), antes de entrar en la fibra transductora.

Tras la interacción por dispersión Brillouin de las dos señales a lo largo de la fibra, la señal BOTDA sale por la puerta 3 del circulador CO<sub>2</sub>, donde es filtrada y amplificada antes de ser

introducida en el osciloscopio para su análisis. El filtrado se realiza mediante una red de difracción de Bragg en fibra, de 0.3 nm de anchura, trabajando en transmisión, lo que nos permite eliminar las componentes debidas al dispersión Rayleigh de los pulsos en la fibra transductora y al dispersión Brillouin espontáneo generado por éstos, como se refleja en el esquema de la figura 5.1.6. Una vez filtrada la señal se amplifica mediante un EDFA, cuyo ASE es eliminado por medio de un filtro paso banda sintonizable de 1nm de anchura, y recogida por un fotodetector de bajo nivel de ruido que transfiere la señal al dominio eléctrico.

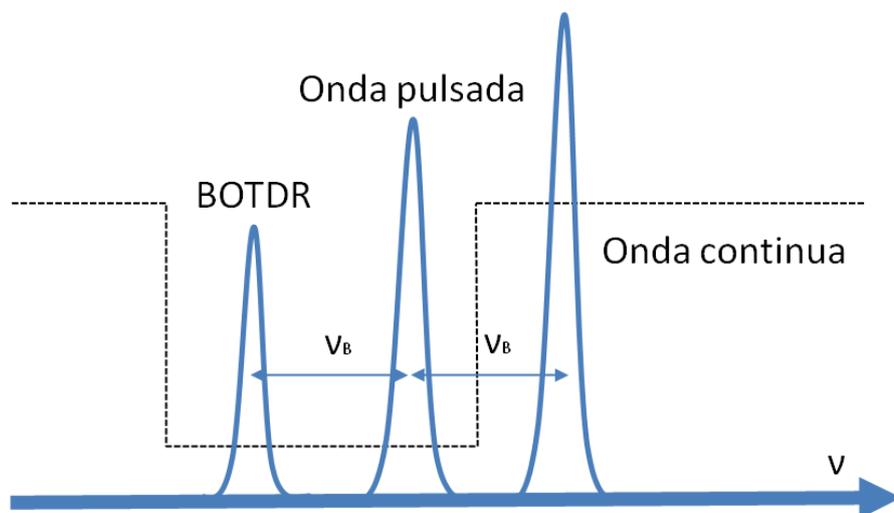


Fig. 5.1.6 Filtrado de la señal BOTDA a la salida del circulador C2 mediante un FBG trabajando en transmisión. La línea de puntos representa el espectro de transmisión del FBG.

### 5.1.1 Resultados

Con este sistema se han realizado medidas sobre una fibra estándar de telecomunicaciones de 25 km de longitud y frecuencia Brillouin de 10.84 GHz. En su extremo final se añaden 180 m de otra fibra cuya frecuencia Brillouin característica es ligeramente diferente. La potencia de los pulsos es ajustada a 9.5 dBm y su anchura es de 10 ns, por lo que la resolución espacial del sistema es de 1m. Como se ha mencionado anteriormente, la potencia de la onda continua se limita a -13 dBm. El generador de señales de RF y el osciloscopio están controlados por ordenador para realizar un barrido en la frecuencia de modulación en torno a la frecuencia Brillouin de la fibra transductora, y capturar la señal BOTDA en cada paso de frecuencia. Esta señal es promediada para 2048 muestras y tratada informáticamente para obtener la frecuencia Brillouin de la fibra en cada punto. La figura 5.1.7 muestra la medida de  $v_B$  obtenida a lo largo de la fibra, lo que equivale a medir su temperatura en cada punto. En la parte de la derecha se muestra una ampliación de la última parte de la fibra, donde se observa que el

tramo de 180 metros añadido tiene una frecuencia Brillouin 25 MHz inferior. La desviación estándar para las medidas obtenidas a lo largo de los 25 km es de 1.60 MHz, resultando en una resolución de aproximadamente 3 grados en la medida de la temperatura.

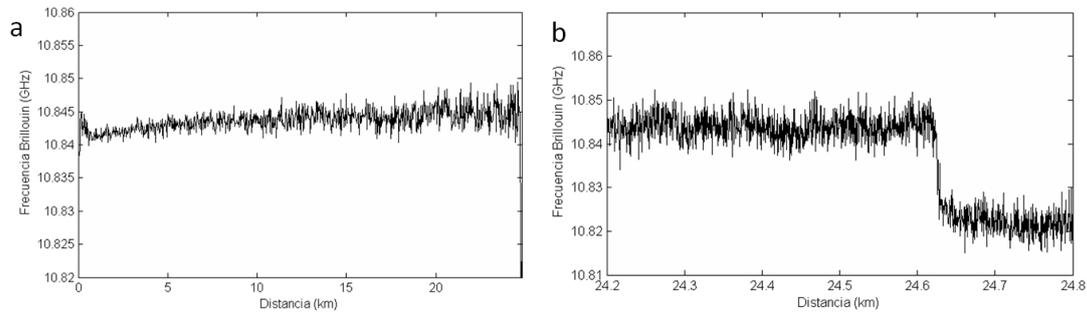


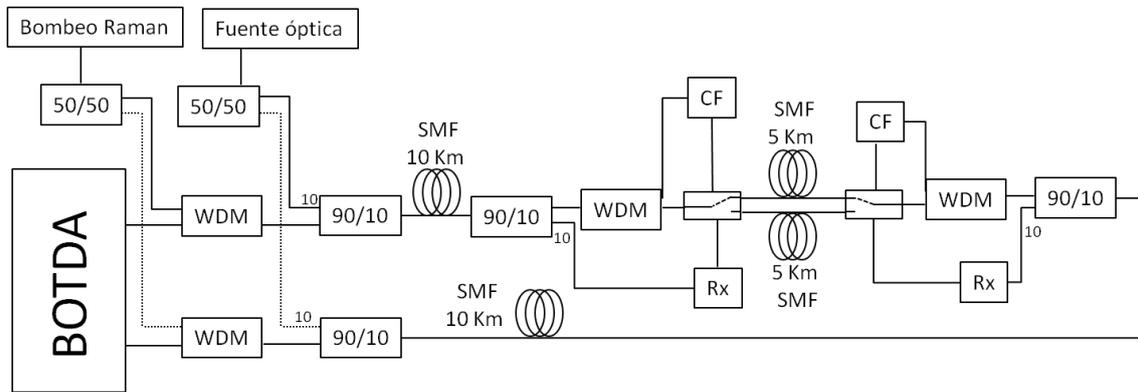
Fig. 5.1.7 a) Medida de la frecuencia Brillouin de la fibra transductora a lo largo de sus 25.18 km. b) Ampliación de la última parte donde se observa la desviación en la frecuencia Brillouin para la sección de fibra con diferentes características de 180 m añadida al final.

Por tanto, se ha verificado la capacidad de medida de este sistema que, prescindiendo de moduladores de alta frecuencia con alta relación de extinción, así como de sintetizadores de señales de microondas, dos de los componentes más costosos de los sistemas BOTDA, es capaz de realizar medidas de temperatura o elongación a lo largo de una estructura de 25 km con una resolución espacial de 1 m. En el siguiente apartado se utiliza este sistema para crear una red de sensores, reduciendo así aún más los costes de implantación y de funcionamiento de los sensores BOTDA.

## 5.2 Red de sensores BOTDA para la monitorización remota de estructuras

En el apartado anterior se ha presentado una configuración que permite prescindir de algunos de los elementos más costosos de un sistema BOTDA típico, y en este apartado se va a presentar otra manera de disminuir los costes del sistema: la multiplexación de transductores mediante conmutadores ópticamente telealimentados y telecontrolados. La multiplexación de sensores no sólo puede emplearse para reducir los costes de operación de un sistema de sensado remoto, sino también para aumentar su robustez ante posibles roturas de una de las fibras transductoras. También es posible combinar diferentes tipos de sensores en una misma red [57], aumentándose así las prestaciones de la misma. Además, en el caso de medidas de estructuras a larga distancia, es habitual utilizar la amplificación por dispersión Raman a lo largo del canal de fibra para aumentar así el alcance del sistema sensor.

Por este motivo, se ha propuesto y verificado experimentalmente una red de sensores basada en un sistema BOTDA con conmutación óptica y alimentación remotas mediante radiación infrarroja. El esquema de la red propuesta se muestra en la figura 5.2.1. Como se observa, se trata de un sistema diseñado para medir dos estructuras en las que se han colocado dos



1 Fig. 5.2.1 Esquema de la red de sensores BOTDA con conmutación óptica remota y alimentación óptica y remota. WDM: multiplexador en longitud de onda. SMF: fibra monomodo estándar de telecomunicaciones. CF: célula fotoeléctrica. Rx: fotodetector.

transductores de fibra de 5 km de longitud, situadas a una distancia de hasta 10 km respecto de una unidad interrogadora común, que es un sistema BOTDA simplificado como el presentado en el apartado anterior. Para realizar la selección de una u otra estructura se utiliza un conmutador óptico remoto, alimentado óptica y remotamente mediante una señal en el rango de los infrarrojos y una célula fotoeléctrica capaz de convertir la radiación óptica recibida en energía eléctrica. En esta propuesta la señal de infrarrojos utilizada es generada por una fuente de bombeo Raman, emitiendo a 1445 nm, que cumple una doble misión, alimentando la célula fotoeléctrica al tiempo que contribuye a compensar la atenuación intrínseca del canal de fibra mediante amplificación por dispersión Raman a lo largo del mismo. Si bien, se observará que los valores de potencia necesarios son relativamente bajos por lo que la ganancia Raman es muy limitada en estos experimentos. La célula fotoeléctrica utilizada convierte 125 mW de potencia óptica a 1445 nm en unos 60 mW de potencia eléctrica. El conmutador óptico utilizado es un modelo comercial fabricado por DiCon Fiberoptics Inc. realizado con fibra óptica y tecnología MEMS [126] con una única entrada y dos salidas y un tiempo de conmutación menor de 2 ms como se observa en la figura 5.2.2.

Para realizar la selección de una u otra estructura desde la estación de interrogación, es decir, para controlar remotamente la posición del conmutador, se introduce otra señal óptica infrarroja que debe estar ente 1310 y 1550 nm y cuya potencia debe superar un cierto umbral para que el conmutador se sitúe en el canal 1. Por debajo de ese umbral el conmutador se

sitúa en el canal 2. Cualquier fuente óptica estable emitiendo en el rango de 1310 a 1550 nm sería suficiente siempre que llegue al fotodetector una potencia superior a 0.001 mW. Tanto

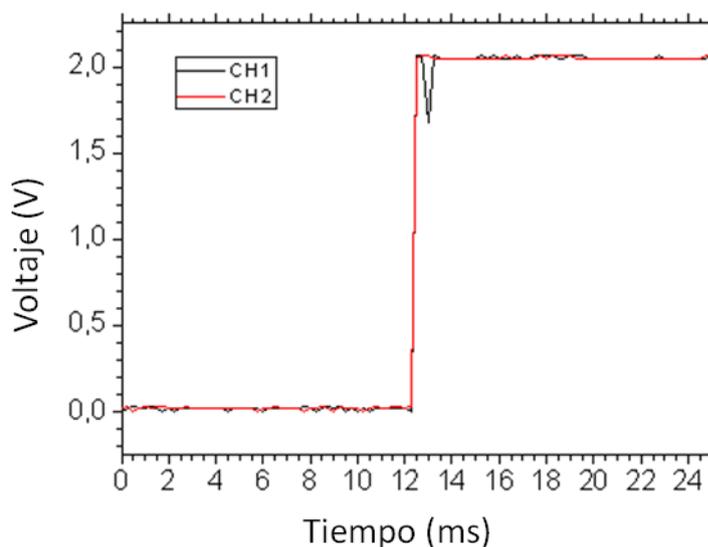


Fig. 5.2.2 Respuesta del conmutador óptico remoto para ambos canales

la señal de bombeo Raman que alimenta el conmutador como la señal óptica que controla su posición, se introducen desde la unidad de interrogación junto con las señales BOTDA (la onda continua en un lado y los pulsos en el otro) en ambos extremos del canal de sensado. Antes de llegar al conmutador un acoplador extrae el 10% de la potencia que viaja por la fibra para hacer llegar la señal de control al fotodetector. Justo después se coloca un demultiplexador de longitudes de onda a fin de separar la señal a 1445 nm y guiarla hacia la célula fotoeléctrica.

### 5.2.1 Resultados

Para verificar la capacidad de medida de este sistema se han introducido 400 mW de bombeo Raman a 1445 nm (200 mW en cada rama) para alimentar las células fotoeléctricas. Esta señal contribuye además a compensar las pérdidas de la red gracias a la amplificación por dispersión Raman que se induce a lo largo del canal. La ganancia alcanzada con esta de potencia es muy pequeña, pero puede aumentarse si las pérdidas de la red son mayores. No obstante, es aconsejable utilizar una potencia de bombeo Raman pequeña para minimizar la peligrosidad de la red en caso de rotura de la fibra. Para generar la señal de control del conmutador se utiliza una fuente laser sintonizable, emitiendo a 1546 nm. La potencia de la onda continua del sistema BOTDA se ha ajustado a 0.15 mW y la potencia de los pulsos a 280 mW a la entrada de la red. Los pulsos utilizados han sido de 20 ns, con lo que la resolución espacial es de 2 m. En la

parte correspondiente al emplazamiento de las estructuras a medir se han situado dos bobinas de 5 km de longitud, colocando los 180 últimos metros de una de ellas, la correspondiente al

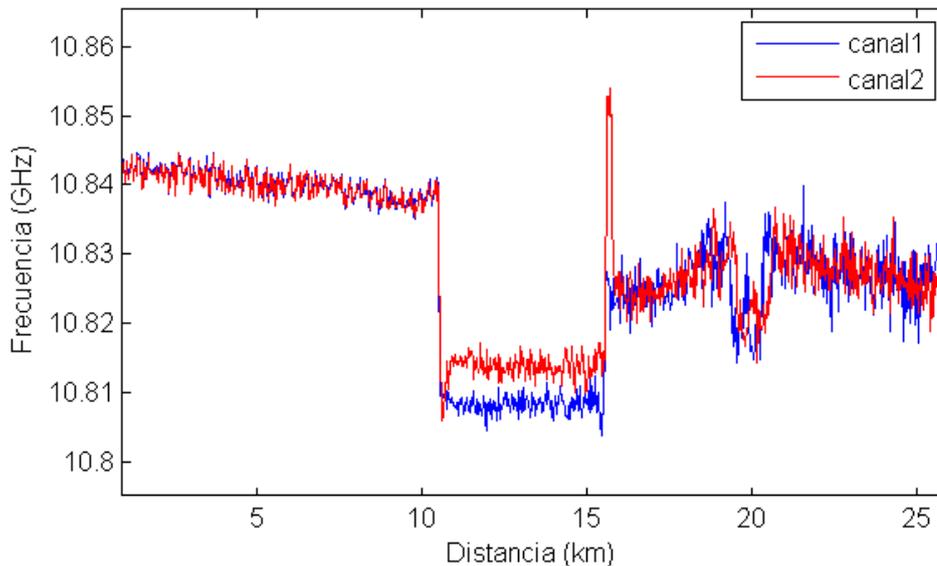


Fig. 5.2.3 Frecuencia Brillouin a lo largo del canal de medida para cada una de las ramas.

canal 2 del conmutador, en un horno a 60°C. La figura 5.2.3 muestra el valor obtenido de  $\nu_B$  para cada una de las bobinas. Se observan claramente las dos secciones de 10 km antes y después de las fibras a sensor, de 5 km. Hay que aclarar que una de las secciones de 10 km esta en realidad compuesta por dos bobinas de 6 y 4 km respectivamente, por lo que se observa una gran desviación de  $\nu_B$  en el entorno de la fusión de ambas bobinas. También se distingue claramente la sección de 180 m calentada a 60°C, donde la frecuencia Brillouin ha aumentado en 39 MHz con respecto a los 5 km anteriores, lo que concuerda perfectamente con la conocida relación de desplazamiento de  $\nu_B$  con la temperatura que es de 1.15 MHz/°C. La diferencia que se observa entre la frecuencia Brillouin medida para cada una de las dos ramas, 10.808 GHz en el canal 1 y 10813 GHz en el canal 2 se debe a que, a pesar de utilizar el mismo tipo de fibra siempre hay pequeñas diferencias entre las bobinas como por ejemplo la tensión de embobinado. La desviación estándar para las medidas de  $\nu_B$  a lo largo de los 5 km es de 1.4 MHz, resultando en una resolución en temperatura de aproximadamente 3°C. La figura 5.2.4 muestra la curva de ganancia Brillouin para el canal 2. Se observa que la frecuencia central de la curva desciende a una frecuencia menor cuando entra en la sección de 5 km procedente del canal de fibra de 10 km y aumenta en los 180 m que se encuentran a mayor temperatura.

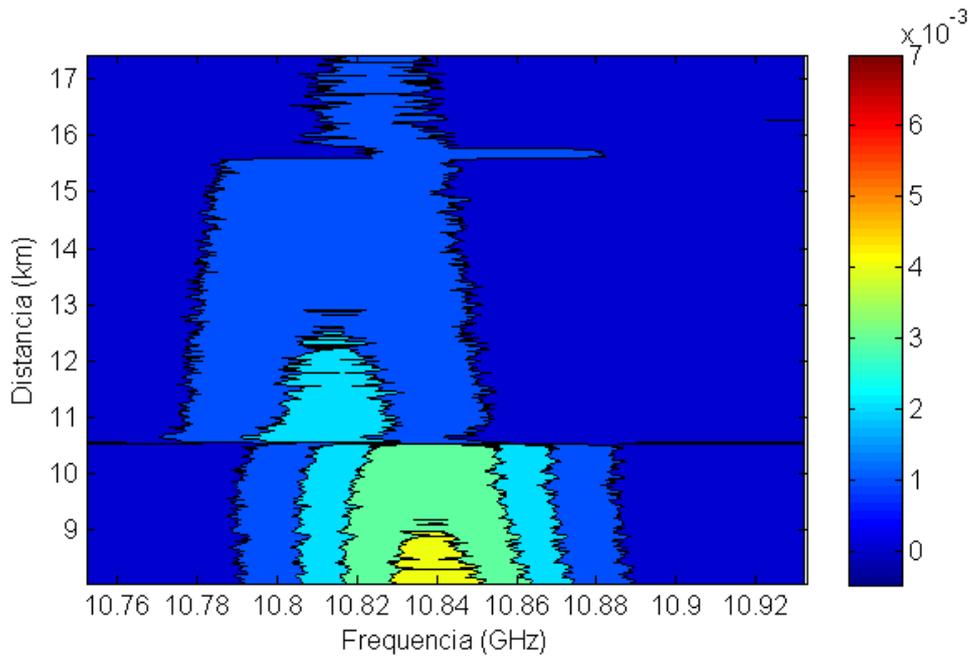


Fig.5.2.4. Ganancia Brillouin en función de la frecuencia a lo largo del canal de medida

También se realizaron medidas con pulsos de 10 ns, esto es, con resolución espacial de 1 m, pero resultaron ser mucho más ruidosas. Un ajuste fino de la red para minimizar las pérdidas y encontrar los valores óptimos de potencia de la onda continua y de los pulsos, así como de la señal de bombeo Raman para compensar las pérdidas ópticas, facilitaría ciertamente la realización de medidas con resolución de 1m con este sistema.

En conclusión, se ha presentado un sistema de medida distribuida BOTDA en el que se prescinde de moduladores especiales para generar pulsos de alta relación de extinción y gran ancho de banda así como de fotodetectores de gran ancho de banda y sintetizadores de señales de microondas, algunos de los componentes más costosos de este tipo de sistemas. En combinación con la multiplexación de fibras transductoras mediante un conmutador óptico alimentado remota y ópticamente, se pueden reducir considerablemente los costes de implantación de esta tecnología. Se ha medido distribuidamente la temperatura a lo largo de un canal óptico de 25 km con una resolución espacial de hasta 1m y una precisión de 3 grados, teniendo en cuenta la limitación en la potencia inyectada en la fibra para evitar el error sistemático en la determinación de la frecuencia debido al agotamiento selectivo del bombeo.

Los resultados han sido validados por la comunidad científica y han dado lugar a una contribución en un congreso internacional [127] y actualmente hay otra publicación en proceso de revisión por pares en una revista internacional.

# Capítulo 6:

---

## *Filtros activos*

---

Fruto de las colaboraciones con otros investigadores durante el transcurso de la tesis, se han obtenido una serie de resultados aptos para ser utilizados en el área de los sensores. Sin embargo sólo se incluyen en este documento de tesis los basados en dispersión Brillouin en fibras ópticas, entre los que se encuentran los relativos al diseño de filtros activos.

### **6.1 Técnica para diseñar filtros activos mediante la modificación del espectro de ganancia Brillouin**

Cada SMF presenta una curva de ganancia Brillouin característica. Los parámetros de esta curva dependen de las características físicas de la fibra como su densidad y su índice de refracción y de las características ópticas del bombeo como su longitud de onda y su anchura espectral. Por lo tanto, el espectro de ganancia Brillouin total es la superposición de las curvas de ganancia de las diferentes fibras colocadas en línea. Para verificar esto experimentalmente, se ha realizado en el laboratorio el montaje que se muestra en la figura 6.1.1. La salida de un laser es tomada como onda de bombeo. Este bombeo se modula mediante un modulador electro-óptico tipo Mach-Zehnder de LiNbO<sub>3</sub>. La elección de este tipo de modulador se basa en su calidad de modulación libre de espurios, su gran ancho de banda y su alta relación de

extinción. Una vez modulada y amplificada mediante un EDFA, la señal se separa en las diferentes componentes espectrales mediante un WDM. Así, la banda lateral inferior de la señal modulada será nuestra señal de prueba (o sonda) que se propagará en sentido contrario a la señal de bombeo a lo largo de las fibras. En estas condiciones se producirá un acoplo local entre ambas cuando su diferencia en frecuencia coincida con la frecuencia Brillouin de la fibra,

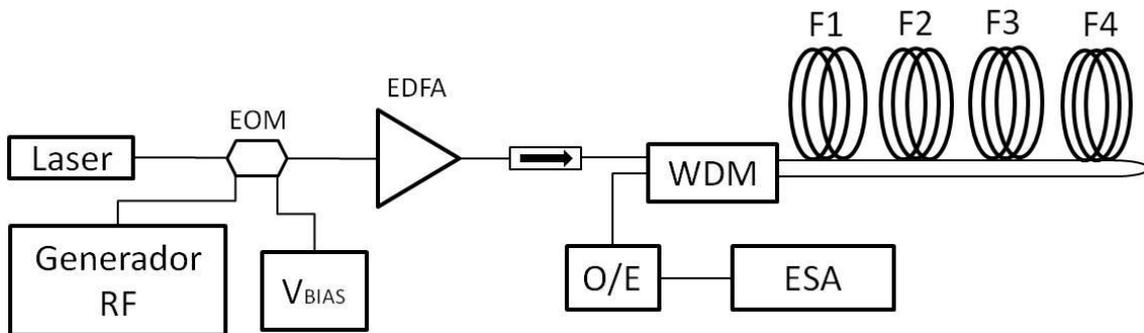


Fig. 6.1.1 Esquema del montaje utilizado en el laboratorio para caracterizar la respuesta de los filtros activos por dispersión Brillouin. EOM: modulador electro-óptico. O/E: convertor óptico-eléctrico

produciéndose así la amplificación por SBS. La sintonización en frecuencia se realiza modificando la frecuencia de modulación. La detección se realiza mediante la técnica heterodina, observando mediante un analizador de espectros de RF el batido entre la onda de bombeo y la sonda tras atravesar las fibras y llegar al convertor óptico-eléctrico. Haciendo un barrido en frecuencia obtenemos la curva de ganancia Brillouin para el conjunto de fibras concatenadas.

### 6.1.1 Resultados

En primer lugar, se han utilizado dos fibras diferentes de 5 m de longitud colocadas en línea y bombeadas con la misma intensidad a 1550nm. Las curvas de ganancia Brillouin para cada una de las fibras por separado se muestran en la figura 6.1.2. El salto en frecuencia debido al esparcimiento Brillouin es de 10.84 GHz para la fibra SIECOR-0.2 (en negro) y de 10.91 GHz para la SMF-5417 (en rojo). La curva de ganancia Brillouin para las dos fibras concatenadas se muestra en azul en la figura 6.1.2. Como se puede observar, esta curva se corresponde muy bien con la superposición de las dos curvas de partida, como se esperaba teóricamente. Con esta técnica y usando las fibras apropiadas, la curva de ganancia Brillouin puede ensancharse y modelarse según las necesidades de una aplicación específica. Además, las secciones de fibra pueden someterse a tensión o mantenerse a diferentes temperaturas, a fin de desplazar su curva de ganancia en función de las necesidades. También la posición de cada una en el conjunto y la potencia de bombeo pueden adaptarse con múltiples combinaciones posibles para obtener la respuesta espectral global deseada. Su importancia radica en la posibilidad de

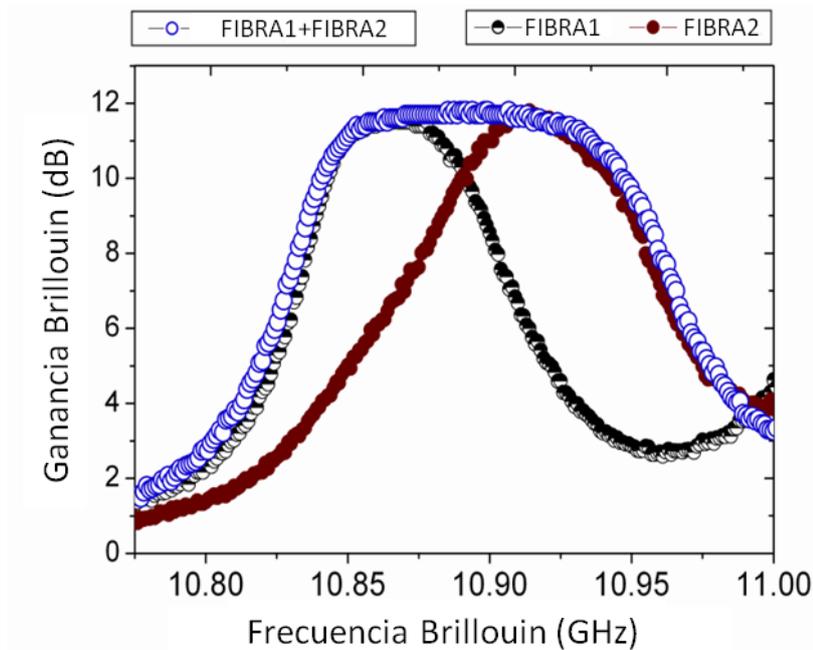


Fig. 6.1.2 Curva de ganancia Brillouin para cada fibra por separado y para el conjunto de ambas concatenadas.

aplicación en dispositivos activos, como filtros y amplificadores ópticos, así como para láseres de línea muy estrecha, con varias líneas de emisión.

También se ha desarrollado otro tipo de filtro combinando 4 fibras. Para demostrar la capacidad de modelado del espectro de ganancia Brillouin se llevó a cabo un experimento que trataba de generar una curva de ganancia en forma de M. Cuatro pedazos de 5 m de diferentes fibras monomodo fueron colocados en línea. Los tipos de fibra utilizados fueron: SIECOR-0.2, SMF-5417, Teralight y Plasma. Los resultados se muestran en la figura 6.1.3. Se observa una curva de ganancia con forma de M donde la banda de rechazo se sitúa en 10.78 GHz. La anchura total a 3 dB es de 280 MHz. Para variar la forma de la curva de ganancia así como su anchura bastaría con elegir el tipo de fibra adecuado y combinarlos apropiadamente.

Por lo tanto, hemos demostrado que el espectro de ganancia total puede ser modelado a fin de obtener filtros paso banda, filtros rechazo banda o anchos de banda adaptados a la necesidades de una determinada aplicación usando SBS como mecanismo de amplificación óptica, con una técnica tan sencilla como la concatenación de secciones de fibras con diferente frecuencia Brillouin característica o sometidas a diferentes estados de tensión y/o temperatura. Esto constituye una poderosa herramienta para el desarrollo de sistemas sintonizables completamente ópticos, y en combinación con otras técnicas podría dar lugar a nuevos componentes para instrumentación y comunicaciones ópticas.

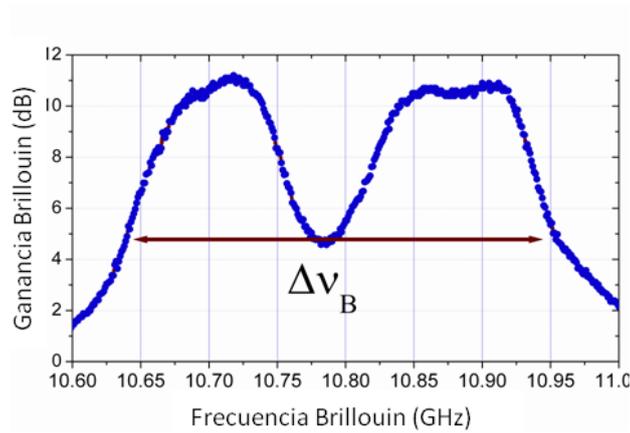


Fig. 6.1.3 Filtro activo con forma de M desarrollado a partir de 4 fibras con diferente frecuencia Brillouin.

En conclusión, se ha propuesto y verificado experimentalmente una nueva técnica muy simple para desarrollar filtros activos utilizando amplificación por dispersión Brillouin en fibras ópticas. El ancho de banda y la forma de la curva de ganancia del filtro son fácilmente adaptables a las necesidades de cada aplicación, si bien se debe encontrar un compromiso entre el factor de ganancia y el ancho de banda total, ya que se dispone de una potencia de bombeo limitada que deberá ser compartida por todas las fibras.

Este trabajo que se ha descrito muy resumidamente ha dado lugar a 1 publicación en una revista internacional [128] y una patente industrial.

# **PARTE 3: CONCLUSIONES Y LINEAS FUTURAS.**

En esta tercera parte se presenta un breve resumen con las conclusiones más relevantes surgidas de este trabajo de tesis, y se sugieren los pasos más adecuados a seguir para continuar profundizando en esta línea de investigación

## **Capítulos:**

---

7. *Conclusiones y líneas futuras.*

## Capítulo 7:

---

### *Conclusiones y líneas futuras*

---

Durante este trabajo de tesis se ha estudiado la aplicación del fenómeno de dispersión Brillouin en fibras ópticas, consistente en la interacción de una onda con el medio, de forma que parte de la energía que ésta transporta es “reflejada” hacia atrás con una frecuencia que difiere de la de la onda original en un valor que depende tanto de las propiedades intrínsecas del medio como de sus condiciones externas, como por ejemplo temperatura o elongación. Esto hace que sea muy utilizado como mecanismo de transducción para sensores de fibra óptica. Se han desarrollado contribuciones a varias áreas de aplicación, tanto para sensores de fibra óptica como para el procesado de señales ópticas. Dentro de los primeros se ha trabajado tanto en temáticas de sensores distribuidos como en sensores integrales y puntuales, así como en la combinación de los mismos. Dentro de los segundos se han desarrollado filtros activos, donde generalmente se aprovecha la estrechez de la curva de ganancia Brillouin para realizar un filtrado activo muy selectivo en longitud de onda.

En el capítulo 4 se han presentado las contribuciones realizadas en el campo de los láseres basados en dispersión Brillouin para sensado remoto, bien a media o larga distancia, apropiados para la monitorización en tiempo real de la temperatura y/o la elongación en estructuras o redes de distribución como conductos de conducción de gas, oleoductos, cableado de distribución de energía eléctrica o cualquier tipo de estructura de ingeniería civil.

Mediante la utilización de láseres de fibra con ganancia Brillouin para la interrogación de los dispositivos sensores se consigue por un lado aumentar la distancia entre la unidad optoelectrónica de interrogación y los transductores, ya que la señal es amplificada a lo largo del canal de fibra óptica, y por otro lado mejorar la precisión en la determinación de la magnitud a sensar, ya que las líneas espectrales analizadas son muy estrechas, en el orden de los MHz. Además, se ha utilizado la técnica de detección heterodina para analizar la señal proveniente de los transductores, con lo que se elimina el ruido generado por dispersión Rayleigh a lo largo del canal, incrementándose considerablemente la SNR en las medidas. Los sistemas sensores desarrollados combinan la ganancia por dispersión Brillouin estimulada, no lineal y muy selectiva en longitud de onda, con la ganancia por fibra de Erblio, lineal y con una curva de ganancia relativamente ancha. También se ha utilizado la ganancia por dispersión Raman para aumentar la distancia entre la unidad interrogadora y los transductores en el primero de los sistemas presentados. Con él se ha conseguido interrogar dos sensores puntuales situados a 155 km de la unidad interrogadora, con una relación señal a ruido superior a 10 dB. Otro de los sistemas presentados es apropiado para interrogar un número muy elevado (hasta 40 en una estimación realista) de sensores puntuales (FBGs) colocados en serie en una canal de fibra óptica. Utilizando una cavidad laser lineal donde se combinan la ganancia por fibra de Erblio con la ganancia Brillouin se ha realizado, a modo de demostración del concepto, la interrogación de tres redes de Bragg colocadas en serie a una distancia de 50 km de la unidad interrogadora con una SNR de 43 dB. El número máximo de sensores colocados en serie que se pueden interrogar con este sistema en una situación real de trabajo se ha estimado en 40, capaces de medir variaciones de temperatura con una resolución de 0.47 °C. Otro sistema similar combina la interrogación de sensores puntuales con la medida integral de múltiples secciones, donde la frecuencia Brillouin de cada sección nos indica la temperatura en dicha zona. Las potencias utilizadas en ambos sistemas son muy bajas y los montajes utilizados en el laboratorio son simples, robustos y utilizan elementos de coste relativamente reducido, por lo que serían adecuados para su implantación a nivel comercial. También se ha desarrollado un sistema sensor que utiliza un laser de fibra basado en dispersión Brillouin auto-inducido, es decir, donde no es necesaria la introducción de una señal de bombeo para generar una onda Stokes que circule en la cavidad resonante. Este tipo de láseres están en pleno desarrollo en la actualidad, si bien el método utilizado en nuestro laboratorio es completamente novedoso respecto a los encontrados en la literatura y ofrece la capacidad de realizar medidas integrales de temperatura o elongación en estructuras o redes de distribución. El sistema se basa en una etapa de filtrado en longitud de onda mediante una combinación de FBGs en transmisión y en reflexión con un FBG muestreado con cambio de

fase. Otras dos configuraciones basadas en una cavidad resonante en anillo fueron utilizadas para realizar medidas de múltiples zonas mediante la amplificación por dispersión Brillouin en fibras de diferentes características y la medida de  $v_b$  para las ondas Stokes correspondientes, verificándose experimentalmente su capacidad para la medida de temperatura con una relación de desplazamiento de 1.15 MHz/°C.

Por último, mencionar que los trabajos presentados en el capítulo 4 han dado lugar a 4 publicaciones en revistas internacionales [112, 114, 118 y 120], y una quinta que se encuentra en proceso de revisión. Además han dado lugar a 2 comunicaciones a congreso internacional.

En el capítulo 5 se ha presentado un sistema sensor que utiliza la técnica BOTDA para determinar la temperatura o elongación de forma distribuida a lo largo de una estructura de hasta 25 km de longitud con una resolución espacial de 1m y una precisión en temperatura de unos 3°C. Para ello se ha utilizado una configuración simplificada que evita la necesidad, típica en estos sistemas, de utilizar un modulador de gran ancho de banda y elevada relación de extinción, así como generadores de señales de microondas o fotodetectores de alta frecuencia, elementos muy costosos que representan la principal desventaja de esta tecnología en la actualidad. Para ello se ha utilizado la onda Stokes generada por dispersión Brillouin a lo largo de una fibra de alta no linealidad como una de las dos señales necesarias en la técnica BOTDA, permitiendo así realizar la modulación en el rango de los MHz. Se han utilizado potencias de la onda de bombeo reducidas para evitar el efecto de la *inestabilidad de modulación*, muy perjudicial para este tipo de sistemas. También la potencia de la onda continua ha sido limitada para evitar la determinación errónea de la frecuencia Brillouin debido al agotamiento selectivo en longitud de la onda de la señal de bombeo. Con este sistema simplificado se ha interrogado una red de sensores remotos totalmente óptica consistente en dos fibras transductoras de 5 km de longitud a lo largo de las cuales se ha determinado experimentalmente la temperatura en cada punto con una resolución espacial de 2m. Las dos fibras se encuentran a 10 km de la unidad interrogadora y son seleccionables mediante un conmutador óptico remoto alimentado y controlado por señales ópticas. La necesidad de inyectar y extraer señales del canal hace aumentar las pérdidas de la red por lo que las medidas realizadas con una resolución espacial de 1m resultaron un tanto ruidosas. Sin embargo, una optimización de las pérdidas de la red así como de las potencias necesarias para cada señal permitiría que el sistema trabajase con esa resolución.

Los trabajos descritos en este capítulo han dado lugar a 1 comunicación a congreso internacional [127] y 1 publicación en revista internacional que se encuentra en proceso de revisión por pares en el momento de la escritura de esta tesis doctoral.

En el capítulo 6 se han presentado las contribuciones realizadas al campo de los filtros activos. Se ha presentado una técnica novedosa para generar un filtro cuya respuesta espectral sea adaptable a las necesidades de cualquier aplicación. Para ello, se combinan fibras con diferentes valores de frecuencia Brillouin concatenándolas una detrás de otra y ajustando su temperatura o su tensión para desplazar la curva de ganancia adecuadamente. También la potencia de bombeo inyectada influirá en la relación de ganancia del filtro, aumentando ésta al aumentar la potencia de bombeo. Se ha desarrollado experimentalmente un filtro activo de espectro rectangular y anchura de 150 MHz concatenando 2 segmentos de fibras distintas, y otro filtro cuya curva de ganancia tiene forma de M y una anchura total de 280 MHz, combinando 4 fibras. Este trabajo ha dado lugar a una publicación en revista internacional [128] y una patente industrial.

#### **Líneas futuras.**

Tras los trabajos que han dado lugar a esta tesis se han detectado temáticas en las que sería conveniente dedicar más esfuerzo investigador. En base a ello se proponen las siguientes líneas de trabajo:

- Estudiar las capacidades de las fibras ópticas de nueva generación, especialmente las fibras de cristal fotónico, y su aplicación al desarrollo de sistemas sensores láser, a fin de aprovechar el mayor confinamiento de la luz en su núcleo, si bien en la actualidad tanto su atenuación como las pérdidas de inserción son aún demasiado elevadas.
- Analizar en profundidad la respuesta del sistema sensor híbrido presentado en el capítulo 4 (apartado 3) para el caso de temperaturas similares en diferentes secciones para establecer claramente la mínima diferencia de temperaturas que el sistema es capaz de distinguir, y hacerlo investigando su relación con el tipo de fibra sensora utilizada.
- Continuar investigando el sistema generador de un laser por dispersión Brillouin auto inducida, basado en la combinación de FBGs y FBGs con cambio de fase, estudiando las ventajas de cada posible configuración de la cavidad, encontrando los niveles de ganancia óptima para cada EDFA en cada configuración e implementando técnicas que

ayuden a mejorar el anclado en longitud de onda de la respuesta de la etapa de filtrado. El objetivo último debe ser la generación de un sistema laser multilínea, con un número de líneas determinado mediante el diseño de la etapa de filtrado, y gran estabilidad en la potencia de todos los picos.

- Continuar el desarrollo de filtros ópticos activos modelables mediante la técnica descrita en el capítulo 6, con objeto de identificar experimentalmente los límites de la misma en cuanto al máximo ancho de banda alcanzable en función de la potencia de bombeo y el factor de ganancia deseado.
- En relación al sistema BOTDA simplificado explicado en el capítulo 5, se debería estudiar en profundidad las características de la señal de Stokes generada en la fibra de alta no linealidad en función de la longitud de fibra y la potencia de bombeo, así como estudiar técnicas para homogeneizar su potencia, como la inyección de una señal de prueba por el otro extremo de la fibra, a la frecuencia de la onda Stokes, a fin de inducir el proceso de SBS para potencias de bombeo más pequeñas. Con ello se conseguiría igualmente homogeneizar la potencia de los pulsos resultantes, lo que también se podría conseguir mediante la utilización de un dispositivo amplificador trabajando en saturación, como podría ser una fibra dopada con Erblio.
- Optimizar la red de sensores BOTDA, minimizando las pérdidas en cada componente del sistema y optimizando la potencia de cada una de las señales involucradas, especialmente la señal de bombeo Raman, a fin de generar ganancia distribuida a lo largo del canal y compensar así las pérdidas intrínsecas de la red, a fin de realizar medidas distribuidas de temperatura y/o elongación con mejor resolución espacial.

## **PARTE 4: REFERENCIAS.**

En esta parte se listan las referencias citadas a lo largo del trabajo de tesis, ordenadas por capítulos y por orden alfabético, así como las publicaciones surgidas del mismo y otras fruto de las colaboraciones habidas con otros investigadores durante el periodo doctoral.

# Referencias

---

## Capítulo 1:

- [1]: G. Keiser, *Optical Fibre Communications*. McGraw-Hill, 2000.
- [2]: J.M. Senior, *Optical Fiber Communications*, 2<sup>nd</sup> ed. Prentice-Hall, 1992.
- [3]: G.P. Agrawal, *Nonlinear fibre optics*, 3<sup>rd</sup> ed. Academic Press, 2001.
- [4]: N.W. Ashcroft y N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Ed. Brooks/Cole, 1976.
- [5]: K. Tayima, M. Ohashi, K. Shiraki, M. Tateda, S. Shibata "Low Rayleigh Scattering PzO5-F-SiO2 Glasses", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, pp. 1532-1535, 1992.
- [6]: P. Gysel, R.H. Staubli, "Statistical properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 561-567, 1990.
- [7]: E. Brinkmeyer, "Backscattering in single mode fibers". *Electronics Letters*, vol. 16, pp. 329-330, 1980.
- [8]: E.P. Ippen and R.H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", *Applied Physics, Letters*, vol. 20, p. 62, 1972.
- [9]: F.T. Arecchi y E.O. Schulz-Dubois, *Laser Handbook*, North Holland Publishing Company, 1972.
- [10]: R.W. Boyd, *Nonlinear optics*, Academic Press, 1992.
- [11]: T.O. TSun, A. Wada, R. Yamauchi, "Wavelength dependences of Brillouin frequency shifts of optical fibers in 1.55  $\mu\text{m}$ . wavelength region" *Electronics Letters*, vol. 27, no. 19, pp. 1764-1765, 1991.
- [12]: C.P. Law, P.D. Dragic, "Wavelength dependence of the Brillouin spectral width of boron doped germanosilicate optical fibers", *Optics Express*, vol. 18, no. 18, pp. 18852-18865, 2010.
- [13]: A.B. Ruffin, "Stimulated Brillouin scattering: an overview of measurements, systems impairments and applications", NIST-SOFM, pp. 23-28, 2004.

- [14]: G.P. Agrawal, "Fiber-optic Communication System", 3<sup>rd</sup> ed. Wiley-Interscience, 2002.
- [15]: P.C. Wait, T.P. Newson, "Measurement of Brillouin scattering coherence length as a function of pump power to determine Brillouin linewidth", *Optics Communications* 117, pp. 142-146, 1995.
- [16]: T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda y Y. Koyamada, "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no. 7, pp.1296-1302, 1995.
- [17]: E. Lichtman, R.G. Waarts, A.A. Friesem, "Stimulated Brillouin scattering excited by a modulated pump wave in single mode fibres", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 1, pp. 171-174, 1989.
- [18]: A. Cosentino, E. Iannone, "SBS threshold dependence on line coding in phase-modulated coherent optical systems", *Electronics Letters*, vol. 25, no. 21, pp. 1459-1460, 1989.
- [19]: H. Naruse, M. Tateda, "Trade-off between the spatial and the frequency resolutions in measuring the power spectrum of the Brillouin backscattered light in an optical fiber", *Applied Optics*, vol. 38, no. 31, pp. 6516-6521, 1999.
- [20]: A. Yeniay, J.M. Delavaux, J. Toulouse, "Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibres", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 8, pp. 1425-1432, 2002.
- [21]: R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, R.M. Derosier, "Spontaneous Brillouin scattering for single mode optical fibre characterization", *Electronics Letters*, vol. 22, no. 19, pp. 1011-1013, 1986.
- [22]: M. Nikles, L. Thévenaz, P.A. Robert, "Brillouin gain spectrum Characterization in single mode optical fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 10, pp. 1842-1851, 1997.
- [23]: C.K. Jen, A. Saffai-Jazi, G.W. Farnell "Leaky modes in weakly guiding fiber acoustic waveguides" *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.*, vol. UFCC-33, pp.634-643, 1986.
- [24]: X.P. Mao, R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, R.M. Jopson, R.M. Derosier, "Stimulated Brillouin threshold dependence on fiber type and uniformity", *IEEE Photons Technology Letters*, vol. 4, no. 1, 1992.

[25]: D. Culverhouse, F. Farahi, C.N. Pannel and D:A: Jackson, "*Potential of stimulated Brillouin Scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors*", *Electronic Letters*, vol. 25, no. 14, pp. 913-914, (1989).

[26]: T. Horiguchi, T. Kurashima, M. Tateda, "*Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers*", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 1, no. 5, pp.107-108, 1989.

[27]: M. Kamikatano, H. Sawano, m. Miyamoto, N. Sano, "*Fiber strain measurement in optical cables employing Brillouin gain analysis*", *Proceedings IWCS'92*, pp. 176-182, 1992.

[28]: M.O. Van Deventer, A.J. Boot, "*Polarization properties of stimulated Brillouin scattering*", *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 12, no. 4, pp. 585-590, 1994.

## **Capítulo 2:**

[29]: N.A. Olsson, J.P. Van der Ziel, "*Cancellation of fiber loss by semiconductor laser pumped Brillouin amplification at 1.5  $\mu\text{m}$ .*" *Applied Physics Letters*, vol. 48, no. 20, pp. 1329-1330, 1986.

[30]: N.A. Olsson, J.P. Van der Ziel, "*Characteristics of a semiconductor laser pumped Brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth*", *Journal of Lighthwave Technology*, vol. LT-5, no. 1, pp. 147-153, 1987.

[31]: C.G. Atkins, D. Cotter, D.W. Smith, R. Wyatt, "*Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission*", *Electronics Letters*, vol. 22, no. 10, pp. 556-558, 1986.

[32]: A.R. Chraplyvy, R.W. Tkach, "*Narrowband tunable optical filter for channel selection in densely packed WDM systems*", *Electronics Letters*, vol. 22, no. 20, pp. 1084-1085, 1986.

[33]: X. Steve Yao, "*High quality microwave signal generation by use of Brillouin scattering in optical fibers*", *Optics Letters*, vol. 22, no. 17, pp. 1329-1331, 1997.

[34]: X. Steve Yao, "*Brillouin selective sideband amplification of microwave photonic signals*", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 1, pp. 138-140, 1998.

[35]: A. Loayssa, D. Benito y M.J. Garde, "*Optical carrier Brillouin processing of microwave photonic signals*", *Optics Letters*, Vol. 25, Issue 17, pp. 1234-1236, 2000.

[36]: T.Tanemura, Y. Takushima, K. Kikuchi, "*Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin scattering in optical fiber*", *Optics Letters*, vol. 27, no. 17, pp. 1552-1554, 2002.

- [37]: J.M. Subías Domingo, J. Pelayo, F. Villuendas, C.D. Heras, E. Pellejer, *"Very high resolution optical spectrometry by stimulated Brillouin scattering"*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 17, no. 4, pp. 855-857, 2005.
- [38]: K. S. Abedin, *"Brillouin amplification and lasing in a single mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber"*, Optics Letters, vol. 31, no. 11, pp. 1615-1617, 2006.
- [39]: G. Qin, H. Sotobayashi, M. Tsuchiya, A.Mori, T. Suzuki, Y.Ohisi, *"Stimulated Brillouin scattering in a single mode Tellurite fiber for amplification, Lasing and Slow Light generation"*, Journal of Lighthwave Technology, vol. 26, no. 5, pp. 492-498, 2008.
- [40]: C. Jaúregui, P. Petropoulos, D.J. Richardson, *"Periodic signal processing using a Brillouin gain comb"*, OFC/NFOEC, 2008.
- [41]: O. Terra, G. Grosche y Schnatz, *"Brillouin amplification in coherent transfer of optical frequencies over 480 km fiber"*, Optics Express, Vol. 18, Issue 15, pp. 16102-16111, 2010.
- [42]: W. Zhang y R.A. Minasian, *"Widely Tunable Single-Passband Microwave Photonic Filter Based on Stimulated Brillouin Scattering"*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 23, No. 23, pp. 1775-1777, 2011.
- [43]: A. Wise, M. Tur, y A. Zadok, *"Sharp tunable optical filters based on the polarization attributes of stimulated Brillouin scattering"*, Optics Express, Vol. 19, no. 22, pp. 21945-21955 2011.
- [44]: J. Sancho, N. Primerov, S. Chin, Y. Antman, A. Zadok, S. Sales y L. Thévenaz, *"Tunable and reconfigurable multi-tap microwave photonic filter based on dynamic Brillouin gratings in fibers"*, Optics Express, Vol. 20, no. 6, pp. 6157-6162, 2012.
- [45]: T. Horiguchi, T.Kurashima, M.Tateda, *"A technique to measure distributed strain in optical fibers"*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 2, no. 5, pp. 352-354, 1990.
- [46]: T. Horiguchi, M. Tateda, *"BOTDA-nondestructive measurement of single mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: theory"*, Journal of Lighthwave Technology, vol. 7, no. 8, pp. 1170-1176, 1989.
- [47]: T. Kurashima, T. Horiguchi, M. Tateda, *"Distributed temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers"*, Optics Letters, vol. 15, no. 18, pp. 1038-1040, 1990.

- [48]: X. Bao, J. Dhliwayo, N. Heron, D.J. Webb, D.A. Jackson, "Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no. 7, pp. 1340-1348, 1995.
- [49]: S.B. Cho, J.J. Lee, "Strain event detection using a double-pulse technique of a Brillouin scattering-based distributed optical sensor", *Optics Express*, vol. 12, no. 18, pp. 4339-4346, 2004.
- [50]: A.W. Brown, B.G. Colpitts y K. Brown, "Distributed Sensor Based on Dark-Pulse Brillouin Scattering", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 7, pp. 1501-1502, 2005.
- [51]: J. Yang, C. Yu, Z. Chen, J. Ng, X. Yang, "Suppression of polarization sensitivity in BOTDA fiber distributed sensing system", *The 19<sup>th</sup> Optical Fiber Sensing conference -OFS19, Proc. of SPIE vol. 7004, 700421*, Perth-Australia, 2008.
- [52]: M.A. Soto, G. Bolognini, F. Di Pasquale y L. Thévenaz, "Simplex-coded BOTDA fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range", *Optics Letters*, Vol. 35, No. 2, pp. 259-261, 2010.
- [53]: Y. Dong, L. Chen, y X. Bao, "Time-division multiplexing based BOTDA over 100 km sensing length", *Optics Letters*, Vol. 36, Issue 2, pp. 277-279, 2011.
- [54]: F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, y M. González-Herráez, "Distributed Brillouin fiber sensor assisted by first-order Raman amplification", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 28, no. 15, pp. 2162-2172, 2010.
- [55]: X.H. Jia, Y.J. Rao, L. Chang, C. Zhang, y Z.L. Ran, "Enhanced sensing performance in long distance Brillouin optical time-domain analyzer based on Raman amplification: theoretical and experimental investigation", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 28, no. 11, pp. 1624-1630, 2010.
- [56]: M.A. Soto, G. Bolognini y F. Di Pasquale, "Optimization of long-range BOTDA sensors with high resolution using first-order bi-directional Raman Amplification", *Optics Express*, Vol. 19, No. 5, pp. 4444-4457, 2011.
- [57]: A. Zornoza, R.A. Pérez-Herrera, C. Elosúa, S. Diaz, C. Barriain, A. Loayssa, M. Lopez-Amo, "Long-range hybrid network with point and distributed Brillouin sensors using Raman amplification," *Optics Express*, Vol. 18, no. 9, pp. 9531-9541, 2010.

- [58]: Y. Dong, H. Zhang, L. Chen, y X. Bao, “2 cm spatial-resolution and 2 km range Brillouin optical fiber sensor using a transient differential pulse pair”, *Applied Optics*, vol. 51, no. 9, pp. 1229-1235, 2012.
- [59]: D. Alasia, M.G. Herraéz, L. Abrardi, S.M. Lopez, L. Thevenaz, “Detrimental effect of modulation instability on distributed optical fibre sensors using stimulated Brillouin scattering”, *Proc. SPIE 5855*, pp. 587-590, 2005.
- [60]: K. Tai, A. Hasegawa, A. Tomita, “Observation of modulational instability in optical fibers”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 135-138, 1986.
- [61]: L. Thévenaz, S. Foaleng y J. Lin, “Impact of pump depletion on the determination of the Brillouin gain frequency in distributed fiber sensors”, *Proc. SPIE 7753*, 775322, 2011.
- [62]: C. Galindez, F.J. Madruga y J.M. Lopez-Higuera, “Brillouin frequency shift of standard optical fibers set in water vapor”, *Optics Letters*, vol. 35, no. 1, pp. 28-30, 2010.
- [63]: T. Kurashima, T. Horiguchi, H. Izumita, S. Furukawa, Y. Koyamada, “Brillouin optical fiber time domain reflectometry”, *IEICE Trans. Commum. Vol. E76-B*, no. 4, pp. 382-390, 1993.
- [64]: K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, T. Kurashima, “Coherent self-heterodyne Brillouin OTDR for measurement of Brillouin frequency shift distribution in optical fibers”, *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 12, no. 5, pp. 730-736, 1994.
- [65]: S.M. Maughan, H.H. Kee y T.P. Newson, “57-km single-ended spontaneous Brillouin-based distributed fiber temperature sensor using microwave coherent detection”, *Optics Letters*, vol. 26, No. 6, pp. 331-333, 2001.
- [66]: M.N. Alahbabi, Y.T. Cho y T.P. Newson, “150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification”, *JOSA B*, vol. 22, No. 6, pp. 1321-1324, 2005.
- [67]: Y. Koyamada, Y. Sakairi, , N.Takeuchi, y S. Adachi, “Novel technique to improve spatial resolution in Brillouin Optical Time-Domain Reflectometry”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, No. 23, pp. 1910-1912, 2007.
- [68]: M. A. Soto, G. Bolognini, y F. Di Pasquale, “Analysis of optical pulse coding in spontaneous Brillouin-based distributed temperature sensors”, *Optics Express*, vol. 16, No. 23, pp. 19097-19111, 2008.

- [69]: D. Lida y F. Ito, "Cost-effective bandwidth-reduced Brillouin optical time domain reflectometry using a reference Brillouin scattering beam", *Applied Optics*, vol. 48, No. 22, pp. 4302-4309, 2009.
- [70]: P.C. Wait, T.P. Newson, "*Landau Placzek ratio applied to distributed fiber sensing*", *Optics Communications* 122, pp. 141-146, 1996.
- [71]: G.P. Lees, P.C. Wait, M.J. Cole, T.P. Newson, "*Advances in optical fiber distributed temperature sensing using the Landau-Placzek ratio*", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 1, pp. 126-128, 1998.
- [72]: D. Garus, T. Gogolla, K. Krebber, F. Schliep, "*Distributed sensing technique based on Brillouin optical fiber frequency domain analysis*", *Optics Letters*, vol. 21, no. 17, pp. 1402-1404, 1996.
- [73]: D. Garus, T. Gogolla, K. Krebber, F. Schliep, "*Brillouin optical fiber frequency domain analysis for distributed temperature and strain measurements*", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 4, pp. 654-662, 1997.
- [74]: R. Bernini, A. Minardo, L. Zeni, "Stimulated Brillouin scattering frequency-domain analysis in a single-mode optical fiber for distributed sensing", *Optics Letters*, vol. 29, no. 17, pp. 1977-1979, 2004.
- [75]: R. Bernini, A. Minardo, L. Zeni, "An accurate high-resolution technique for distributed sensing based on frequency-domain Brillouin scattering", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 1, pp. 280-282, 2006.
- [76]: N. Nöther, P. Lenke, K. Krebber, "*A novel signal restoration method in the frequency domain to enhance spatial resolution in distributed Brillouin sensing*", *Proc. SPIE 7503*, pp. 75032F(1-4), 2009.
- [77]: K. Hotate y T. Hasegawa, "Measurement of Brillouin gain spectrum distribution along an optical fibre using a correlation-based technique –proposal, experiment and simulation–", *IEICE Transaction on Electronics*, vol. E83-C, no. 3, 2000.
- [78]: K.Y. Song, Z. He y K. Hotate, "Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis", *Optics Letters*, vol. 31, no. 17, pp. 2526-2528, 2006.

- [79]: K.Y. Song, Z. He y K. Hotate, "Optimization of Brillouin optical correlation domain analysis system based on intensity modulation scheme", *Optics Express*, vol. 14, no. 10, pp. 4256-4263, 2006.
- [80]: K.Y. Song y K. Hotate, "*Simplified Brillouin Optical Correlation Domain Analysis System with Optimized Time-Gating Scheme*", *Proc. of CLEO, CThO*, page CThO6, 2007.
- [81]: K.Y. Song y K. Hotate, "*Brillouin Optical Correlation Domain Analysis in Linear Configuration*", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 24, pp. 2150-2152, 2008.
- [82]: W. Zou, C. Jin y J. Chen, "*Distributed Strain Sensing Based on Combination of Brillouin Gain and Loss Effects in Brillouin Optical Correlation Domain Analysis*", *Appl. Phys. Express*, vol. 5, 082503, 2012.
- [83]: J.H. Jeong, K. Lee, K.Y. Song, J.M. Jeong, y S.B. Lee, "*Bidirectional measurement for Brillouin optical correlation domain analysis*", *Optics Express*, vol. 20, no. 10, pp. 11091-11096, 2012.
- [84]: Y. Mizuno, W. Zou, Z. He, K. Hotate, "*Proposal of Brillouin optical correlation-domain reflectometry (BOCDR)*", *Optics Express*, vol. 16, no. 16, pp.12148-12153, 2008.
- [85]: Y. Mizuno, Z. He y K. Hotate, "Measurement range enlargement in Brillouin optical correlation-domain reflectometry based on temporal gating scheme", *Optics Express*, vol. 17, no. 11, pp. 9040-9046, 2009.
- [86]: Y. Mizuno, W. Zou, Z. He y K. Hotate, "*Operation of Brillouin optical correlation-domain reflectometry: theoretical analysis and experimental validation*", *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 28, no. 22, pp. 3300-3306, 2010.
- [87]: K.O. Hill, B.S. Kawasaki, D.C. Johnson, "*cw Brillouin laser*", *Applied Physics Letters*, vol. 28, no. 10, pp. 608-609, 1976.
- [88]: D. R. Ponikvar, S. Ezekiel, "*Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser*", *Optics Letters*, vol. 6, no. 8, pp. 398-400, 1981.
- [89]: M.H. Al-Mansoori, S. Saharudin, H. Abdul-Rashid, M.A. Mahdi, M.K. Abdullh, "*Characterization of a multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser based on a linear cavity configuration*", *Applied Optics*, vol. 44, no. 14, pp. 2827-2831, 2005.

- [90]: Y.J. Song, L. Zhan, S. Hu, Q.H. Ye, Y.X. Xia, "*Tunable multiwavelength Brillouin-Erbium fiber laser with a polarization-maintaining fiber Sagnac loop filter*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 16, no. 9, pp. 2015-2017, 2004.
- [91]: S.W. Harun, S.N. Aziz, N. Tamchek, N.S. Shahabuddin, H. Ahmad, "*Brillouin fiber laser with 20 m-long photonic crystal fiber*", Electronics Letters, vol. 44, no. 18, 2008.
- [91]: K.S. Abedin, "Single-frequency Brillouin lasing using single-mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber", Optics Express, vol. 14, no. 9, pp. 4037-4041, 2006.
- [92]: S.P. Smith, F. Zarinetchi, S. Ezekiel, "*Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications*", Optics Letters, vol. 16, no. 6, pp. 393-395, 1991.
- [93]: C.J.S. de Matos, J.R. Taylor, K.P. Hansen, "*All-fiber Brillouin laser based on holey fiber yielding comb-like spectra*", Optics Communications 238, pp.185-189, 2004.
- [94]: B. Dong, D-P. Zhou, L. Wei, "*Tunable multiwavelength Brillouin-Erbium fiber laser by controlling self-lasing cavity modes' oscillation*", Optical Fiber Technology, vol. 16, no. 1, pp. 17-19, 2010.
- [95]: O. Frazão, J.M. Marques, J.L. Santos, M.B. Marques y J.M. Baptista, "*Brillouin fibre laser discrete sensor for simultaneous strain and temperature measurement*", Applied Physics B, vol. 86, no. 3, pp. 555-558, 2007.
- [96]: Y.J. Song, L. Zhan, J.H. Ji, Y. Su, Q.H. Ye y Y.X. Xia, "*Self-seeded multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser*", Optics Letters, vol. 30, no. 5, pp. 486-488, 2005.
- [97]: L. Zhan, J.H. Ji, J. Xia, S.Y. Luo, Y.X. Xia, "*160-line multiwavelength generation of linear-cavity self-seeded Brillouin-Erbium fiber laser*", Optics Express, vol. 14, no. 22, pp. 10233-10238, 2006.
- [98]: P. Wang, Y.J. Rao y X. Liao, "*Self-seeded Brillouin-erbium fiber laser with a transmissive Sagnac loop filter*", Optical Engineering, Vol. 46, no. 11, pp. 1150502-1,4, 2007.
- [99]: Z. Zhang, L. Zhan y Y. Xia, "*Tunable self-seeded multiwavelength Brillouin-Erbium fiber laser with enhanced power efficiency*", Optics Express, vol. 15, no. 15, pp. 9731-9736, 2007.
- [100]: Y. Huang, L. Zhan, J.H. Ji, S.Y. Luo, Y.X. Xia, "*Tunable self-seeded Brillouin-erbium fiber laser with 45-nm tunable range*" Optics Communication, vol. 281, no. 3 , pp. 452-456, 2007.

[101]: J.Xia, L. Zhan, Y. Huang, L Xing, S.Y. Luo y Y.X. Xia, “*Self-seeded multiwavelength Brillouin-erbium laser using NOLM-NALM*”, Laser Physics, vol. 18, no. 4, pp. 442-445, 2008.

## Capítulo 4:

[102]: T. Saitoh, K. Nakamura, Y. Takahashi, H. Iida, Y. Iki, K. Miyagi, “*Ultra-long-distance fiber Bragg grating sensor system*,” IEEE Photonics Technol. Lett. vol. 9, no.20, pp. 1616-1618, 2007.

[103]: S. Diaz, S. Abad, M. Lopez-Amo, “*Fiber-optic sensor active networking with distributed erbium-doped fiber and Raman amplification*,” Laser Photonics Rev., vol. 2, no. 6, pp. 480-497, 2008.

[104]: Y. J. Rao, S. Feng, Q. Jang y Z. L. Ran, “*Ultra-long distance [300km] fiber Bragg grating sensor system using hybrid EDF and Raman amplification*,” Proc. of SPIE, vol. 7503 p. 75031Q, 2009.

[105]: M. Fernandez-Vallejo, S. Diaz, R. A. Perez-Herrera, D. Passaro, S. Selleri, M. A. Quintela, J. M. Lopez-Higuera y M. Lopez-Amo, “*Resilient long-distance sensor system using a multiwavelength Raman Laser*,” Meas. Sci. Technol. vol. 21 n.9 p. 094017, 2010.

[106]: Y. J. Rao, Z. L. Ran y R.R.Chen, “*Long-distance fiber Bragg grating sensor system with a high optical signal-to-noise ratio based on a tunable fiber ring laser configuration*,” Optics Letters, vol. 31 no. 18, pp. 2684-2686, 2006.

[107]: J. M. Lopez-Higuera. *Handbook of optical fibre sensing technology*, Wiley & Sons, 2002.

[108]: T. Saitoh, K. Nakamura, Y. Takahashi, H. Iida, Y. Iki y K. Miyagi, “*Ultra-long-distance [230 km] FBG sensor system*,” Proc. of SPIE vol. 7004, 70046C-1-4, 2008.

[109]: J. Hu, C. Zhihao, X. Yang, J. Ng y C. Yu, “*100 km long distance fiber Bragg grating sensor system based on Erbium-doped fiber and Raman amplification*,” IEEE Photonics Technol. Lett. vol. 22, no.19, pp. 1422-1424, 2010.

[110]: M. Fernandez-Vallejo, R. A. Perez-Herrera, C. Elosúa, C. Barriain y M. Lopez-Amo, “*Stable multiwavelength fiber laser for referencing intensity sensor networks using multiple amplified ring resonators*,” Fourth European Workshop on Optical fibre Sensors (EWOFS'10) Proc.of SPIE, vol. 7653, pp. 76533V1-4, 2010.

- [111]: M. Sagues, R. Garcia-Olcina, A. Loayssa, S. Sales y J. Capmany, *"Multi Tap Complex Coefficient Incoherent Microwave Photonic Filters Based on Stimulated Brillouin Scattering"*, Opt. Express, vol.16, no. 1, pp. 295-303, 2008.
- [112]: D. Leandro, A. Ullán, A. Loayssa, J.M. Lopez-Higuera, M. Lopez-Amo, *"Remote (155 km) Fiber Bragg Grating Interrogation Technique Combining Raman, Brillouin and Erbium Gain in a Fiber Laser"*, IEEE Photonics Technology Letters, vol.23, no. 10, pp. 621-623, 2011.
- [113]: C. Heras, J. Subias, J. Pelayo, F. Villuendas y F. López, *"Subpicometer wavelength accuracy with gain-switched laser diode in high-resolution optical spectrometry,"* Optics Express, vol. 16, no. 14, pp. 16658-16663, 2008.
- [114]: A. Ullán, M.A. Quintela, L. Rodriguez-Cobo, A. Quintela y J.M. Lopez-Higuera, *"Sensor system based on a Brillouin fiber laser for remote in series fiber Bragg gratings interrogation"*, IEEE Sensors Journal, vol. 12, no. 12 , pp. 3480-3482, 2012.
- [115]: B.J. Eggleton, P.A. Krug, L. Poladian y F. Ouellette, *"Long periodic superstructure Bragg gratings in optical fibers"*, Electronics Letters, vol. 30, no. 19, pp. 1620-1622, 1994.
- [116]: X. Wang, C. Yu, Z. YU y Q. Wu, *"Sampled phase-shift fiber Bragg gratings"*, Chinese Optics Letters, vol. 2, no. 4, pp. 190-191, 2004.
- [117]: M. A. Quintela, A. Ullán, A. Quintela, C. Galindez, R. A. Perez-Herrera, M. López-Amo; J. M. Lopez-Higuera, *"Long integral temperature Brillouin sensor for off- shore wind energy power supply lines"*, OFS'21 (21st International Conference on Optical Fiber Sensors), Ottawa, Canada, pp. 775324-(1-4), 2011.
- [118]: Carlos A. Galindez, Francisco J. Madruga, Angel Ullán, Manuel Lopez-Amo, Jose M. Lopez-Higuera, *"Temperature sensing in multiple zones based on Brillouin fiber ring laser"*, Journal of Physics: Conference Series, vol.178, no. 1, pp. 1-5, 2009.
- [119]: N. Hambali, M.A. Mahdi, M.H. Al-Mansoori, A.F. Abas y M.I. Saripan, *"Investigation on the effect of EDFA location in ring cavity Brillouin-Erbium fiber laser,"* Optics Express, vol.17, no14, pp. 11768-11775, 2009.
- [120]: A. Ullán, M.A. Quintela, L. Rodriguez-Cobo, A. Quintela, R.A. Perez-Herrera, M. Lopez-Amo, J.M. Lopez-Higuera, *"Quasi distributed hybrid Brillouin fiber laser sensor system"*, Measurement Science and Technology, vol.23, no. 8, 085202(6pp), 2012.

## Capítulo 5:

[121]: A. Zornoza y A. Loayssa, "Low-cost Brillouin optical time domain analysis (BOTDA) distributed sensor setup", Proc. SPIE 7653, 765334, 2010.

[122]: R.W. Boyd y K. Rzazewski, "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering", Physical Review A, vol.42, no.9, pp. 5514-5521, 1990.

[123]: A. Zornoza, D. Olier, M. Sagues y A. Loayssa, "Brillouin distributed sensor using RF shaping of pump pulses", Measurement Science and Technology, no. 21, 094021 (9pp.), 2010.

[124]: S. Diaz, S.F. Mafang, M. Lopez-Amo y L. Thévenaz, "A high performance optical time domain Brillouin distributed fiber sensor", IEEE Sensors Journal, vol. 8, no. 7, pp. 1268-1272, 2008.

[125]: A. Zornoza, D. Olier, M. Sagues y A. Loayssa, "Distortion-free Brillouin distributed sensor using RF shaping of pump pulses", Proc. SPIE 7503, 75036D, 2009.

[126]: C. Chorn-Ping, "Optical MEMS technology for telecommunication", Proc. of the 7th International Conference on Solid-State and Integrated Circuits Technology, vol. 3, pp. 1981-1986, 2004.

[127]: A. Ullán, M. Bravo, A. Zornoza, A. Loayssa, M. Lopez-Amo, J.M. López-Higuera, "BOTDA sensor network with power by light remote switching", OFS'22 (22nd International Conference on Optical Fiber Sensors), 2012.

## Capítulo 6:

[128]: C.A. Galíndez, F.J. Madruga, A. Ullán, J.M. López-Higuera, "Technique to develop active devices by modifying Brillouin gain spectrum", Electronics Letters, vol.45, no. 12, pp. 637-638, 2009.

## Referencias *(ordenadas alfabéticamente)*

---

- K. S. Abedin, "Brillouin amplification and lasing in a single mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber", *Optics Letters*, vol. 31, no. 11, pp. 1615-1617, 2006.
- K.S. Abedin, "Single-frequency Brillouin lasing using single-mode As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber", *Optics Express*, vol. 14, no. 9, pp. 4037-4041, 2006.
- M.N. Alahbabi, Y.T. Cho y T.P. Newson, "150-km-range distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter and in-line Raman amplification", *JOSA B*, vol. 22, No. 6, pp. 1321-1324, 2005.
- D. Alasia, M.G. Herraez, L. Abrardi, S.M. Lopez, L. Thevenaz, "Detrimental effect of modulation instability on distributed optical fibre sensors using stimulated Brillouin scattering", *Proc. SPIE* 5855, pp. 587-590, 2005.
- M.H. Al-Mansoori, S. Saharudin, H. Abdul-Rashid, M.A. Mahdi, M.K. Abdullh, "Characterization of a multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser based on a linear cavity configuration", *Applied Optics*, vol. 44, no. 14, pp. 2827-2831, 2005.
- G.P. Agrawal, *Nonlinear fibre optics*, 3rd ed. Academic Press, 2001.
- G.P. Agrawal, "Fiber-optic Communication System", 3rd ed. Willey-Interscience, 2002.
- F.T. Arecchi y E.O. Schulz-Dubois, *Laser Handbook*, North Holland Publishing Company, 1972.
- N.W. Ashcroft y N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Ed. Brooks/Cole, 1976.
- C.G. Atkins, D. Cotter, D.W. Smith, R. Wyatt, "Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission", *Electronics Letters*, vol. 22, no. 10, pp. 556-558, 1986.
- X. Bao, J. Dhlwayo, N. Heron, D.J. Webb, D.A. Jackson, "Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering", *Journal of Lighthwave Technology*, vol. 13, no. 7, pp. 1340-1348, 1995.
- R. Bernini, A. Minardo, L. Zeni, "Stimulated Brillouin scattering frequency-domain analysis in a single-mode optical fiber for distributed sensing", *Optics Letters*, vol. 29, no. 17, pp. 1977-1979, 2004.
- R. Bernini, A. Minardo, L. Zeni, "An accurate high-resolution technique for distributed sensing based on frequency-domain Brillouin scattering", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 1, pp. 280-282, 2006.
- R.W. Boyd y K. Rzazewski, "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering", *Physical Review A*, vol. 42, no. 9, pp. 5514-5521, 1990.

- R.W. Boyd, *Nonlinear optics*, Academic Press, 1992.
- E. Brinkmeyer, "Backscattering in single mode fibers". *Electronics Letters*, vol. 16, pp. 329-330, 1980.
- A.W. Brown, B.G. Colpitts y K. Brown, "Distributed Sensor Based on Dark-Pulse Brillouin Scattering", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 7, pp. 1501-1502, 2005.
- S.B. Cho, J.J. Lee, "Strain event detection using a double-pulse technique of a Brillouin scattering-based distributed optical sensor", *Optics Express*, vol. 12, no. 18, pp. 4339-4346, 2004.
- C. Chorn-Ping, "*Optical MEMS technology for telecommunication*", *Proc. of the 7th International Conference on Solid-State and Integrated Circuits Technology*, vol. 3, pp. 1981-1986, 2004.
- A.R. Chraplyvy, R.W. Tkach, "Narrowband tunable optical filter for channel selection in densely packed WDM systems", *Electronics Letters*, vol. 22, no. 20, pp. 1084-1085, 1986.
- A. Cosentino, E. Iannone, "SBS threshold dependence on line coding in phase-modulated coherent optical systems", *Electronics Letters*, vol. 25, no. 21, pp. 1459-1460, 1989.
- D. Culverhouse, F. Farahi, C.N. Pannel and D:A: Jackson, "Potential of stimulated Brillouin Scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors", *Electronic Letters*, vol. 25, no. 14, pp. 913-914, (1989).
- S. Diaz, S.F. Mafang, M. Lopez-Amo y L. Thévenaz, "*A high performance optical time domain Brillouin distributed fiber sensor*", *IEEE Sensors Journal*, vol. 8, no. 7, pp. 1268-1272, 2008.
- S. Diaz, S. Abad, M. Lopez-Amo, "*Fiber-optic sensor active networking with distributed erbium-doped fiber and Raman amplification*," *Laser Photonics Rev.*, vol. 2, no. 6, pp. 480-497, 2008.
- B. Dong, D-P. Zhou, L. Wei, "*Tunable multiwavelength Brillouin–Erbium fiber laser by controlling self-lasing cavity modes' oscillation*", *Optical Fiber Technology*, vol. 16, no. 1, pp. 17-19, 2010.
- Y. Dong, L. Chen, y X. Bao, "Time-division multiplexing based BOTDA over 100 km sensing length", *Optics Letters*, Vol. 36, Issue 2, pp. 277-279, 2011.
- Y. Dong, H. Zhang, L. Chen, y X. Bao, "2 cm spatial-resolution and 2 km range Brillouin optical fiber sensor using a transient differential pulse pair", *Applied Optics*, vol. 51, no. 9, pp. 1229-1235, 2012.

- B.J. Eggleton, P.A. Krug, L. Poladian y F. Ouellette, "Long periodic superstructure Bragg gratings in optical fibers", *Electronics Letters*, vol. 30, no. 19, pp. 1620-1622, 1994.
- M. Fernandez-Vallejo, S. Diaz, R. A. Perez-Herrera, D. Passaro, S. Selleri, M. A. Quintela, J. M. Lopez-Higuera y M. Lopez-Amo, "Resilient long-distance sensor system using a multiwavelength Raman Laser," *Meas. Sci. Technol.* vol. 21 n.9 p. 094017, 2010.
- M. Fernandez-Vallejo, R. A. Perez-Herrera, C. Elosúa, C. Barriain y M. Lopez-Amo, "Stable multiwavelength fiber laser for referencing intensity sensor networks using multiple amplified ring resonators," *Fourth European Workshop on Optical fibre Sensors (EWOFS'10) Proc.of SPIE*, vol. 7653, pp. 76533V1-4, 2010.
- O. Frazão, J.M. Marques, J.L. Santos, M.B. Marques y J.M. Baptista, "Brillouin fibre laser discrete sensor for simultaneous strain and temperature measurement", *Applied Physics B*, vol. 86, no. 3, pp. 555-558, 2007.
- C. A. Galindez, F. J. Madruga, A. Ullan, M. Lopez-Amo, J.M. Lopez-Higuera, "Temperature sensing in multiple zones based on Brillouin fiber ring laser", *Journal of Physics: Conference Series*, vol.178, no. 1, pp. 1-5, 2009.
- C.A. Galindez, F.J. Madruga y J.M. Lopez-Higuera, "Brillouin frequency shift of standard optical fibers set in water vapor", *Optics Letters*, vol. 35, no. 1, pp. 28-30, 2010.
- D. Garus, T. Gogolla, K. Krebber, F. Schliep, "Distributed sensing technique based on Brillouin optical fiber frequency domain analysis", *Optics Letters*, vol. 21, no. 17, pp. 1402-1404, 1996.
- D. Garus, T. Gogolla, K. Krebber, F. Schliep, "Brillouin optical fiber frequency domain analysis for distributed temperature and strain measurements", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, no. 4, pp. 654-662, 1997.
- P. Gysel, R.H. Staubli, "Statistical properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 561-567, 1990.
- N. Hambali, M.A. Mahdi, M.H. Al-Mansoori, A.F. Abas y M.I. Saripan, "Investigation on the effect of EDFA location in ring cavity Brillouin-Erbium fiber laser," *Optics Express*, vol.17, no14, pp. 11768-11775, 2009.
- S.W. Harun, S.N. Aziz, N. Tamchek, N.S. Shahabuddin, H. Ahmad, "Brillouin fiber laser with 20 m-long photonic crystal fiber", *Electronics Letters*, vol. 44, no. 18, 2008.
- K.O. Hill, B.S. Kawasaki, D.C. Johnson, "cw Brillouin laser", *Applied Physics Letters*, vol. 28, no. 10, pp. 608-609, 1976.
- T. Horiguchi, T. Kurashima, M. Tateda, "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 1, no. 5, pp.107-108, 1989.

- T. Horiguchi, M. Tateda, "BOTDA-nondestructive measurement of single mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: theory", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 8, pp. 1170-1176, 1989.
- T. Horiguchi, T. Kurashima, M. Tateda, "A technique to measure distributed strain in optical fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 2, no. 5, pp. 352-354, 1990.
- T. Horiguchi, K. Shimizu, T. Kurashima, M. Tateda y Y. Koyamada, "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, no. 7, pp. 1296-1302, 1995.
- C. Heras, J. Subias, J. Pelayo, F. Villuendas y F. López, "*Subpicometer wavelength accuracy with gain-switched laser diode in high-resolution optical spectrometry*", *Optics Express*, vol. 16, no. 14, pp. 16658-16663, 2008.
- K. Hotate y T. Hasegawa, "Measurement of Brillouin gain spectrum distribution along an optical fibre using a correlation-based technique –proposal, experiment and simulation–", *IEICE Transaction on Electronics*, vol. E83-C, no. 3, 2000.
- J. Hu, C. Zhihao, X. Yang, J. Ng y C. Yu, "*100 km long distance fiber Bragg grating sensor system based on Erbium-doped fiber and Raman amplification*", *IEEE Photonics Technol. Lett.* vol. 22, no. 19, pp. 1422-1424, 2010.
- Y. Huang, L. Zhan, J.H. Ji, S.Y. Luo, Y.X. Xia, "Tunable self-seeded Brillouin-erbium fiber laser with 45-nm tunable range" *Optics Communication*, vol. 281, no. 3, pp. 452-456, 2007.
- E.P. Ippen and R.H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", *Applied Physics, Letters*, vol. 20, p. 62, 1972.
- C. Jaúregui, P. Petropoulos, D.J. Richardson, "Periodic signal processing using a Brillouin gain comb", *OFC/NFOEC*, 2008.
- C.K. Jen, A. Saffai-Jazi, G.W. Farnell "Leaky modes in weakly guiding fiber acoustic waveguides" *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr.*, vol. UFCC-33, pp. 634-643, 1986.
- J.H. Jeong, K. Lee, K.Y. Song, J.M. Jeong, y S.B. Lee, "*Bidirectional measurement for Brillouin optical correlation domain analysis*", *Optics Express*, vol. 20, no. 10, pp. 11091-11096, 2012.
- X.H. Jia, Y.J. Rao, L. Chang, C. Zhang, y Z.L. Ran, "Enhanced sensing performance in long distance Brillouin optical time-domain analyzer based on Raman amplification: theoretical and experimental investigation", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 28, no. 11, pp. 1624-1630, 2010.

- M. Kamikatan, H. Sawano, m. Miyamoto, N. Sano, "Fiber strain measurement in optical cables employing Brillouin gain analysis", Proceedings IWCS'92, pp. 176-182, 1992.
- G. Keiser, *Optical Fibre Communications*. McGraw-Hill, 2000.
- Y. Koyamada, Y. Sakairi, , N.Takeuchi, y S. Adachi, "Novel technique to improve spatial resolution in Brillouin Optical Time-Domain Reflectometry", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 19, No. 23, pp. 1910-1912, 2007.
- T. Kurashima, T. Horiguchi, M. Tateda, "Distributed temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", Optics Letters, vol. 15, no. 18, pp. 1038-1040, 1990.
- T. Kurashima, T. Horiguchi, H. Izumita, S. Furukawa, Y. Koyamada, "Brillouin optical fiber time domain reflectometry", IEICE Trans. Commum. Vol. E76-B, no. 4, pp. 382-390, 1993.
- C.P. Law, P.D. Dragic, "Wavelength dependence of the Brillouin spectral width of boron doped germanosilicate optical fibers", Optics Express, vol. 18, no. 18, pp. 18852-18865, 2010.
- D. Leandro, A. Ullan, A. Loayssa, J.M. Lopez-Higuera, M. Lopez-Amo, "Remote (155 km) Fiber Bragg Grating Interrogation Technique Combining Raman, Brillouin and Erbium Gain in a Fiber Laser", IEEE Photonics Technology Letters, vol.23, no. 10, pp. 621-623, 2011.
- E. Lichtman, R.G. Waarts, A.A. Friesem, "Stimulated Brillouin scattering excited by a modulated pump wave in single mode fibres", Journal of Lightwave Technology, vol. 7, no. 1, pp. 171-174, 1989.
- D. Lida y F. Ito, "Cost-effective bandwidth-reduced Brillouin optical time domain reflectometry using a reference Brillouin scattering beam", Applied Optics, vol. 48, No. 22, pp. 4302-4309, 2009.
- A. Loayssa, D. Benito y M.J. Garde, "Optical carrier Brillouin processing of microwave photonic signals", Optics Letters, Vol. 25, Issue 17, pp. 1234-1236, 2000.
- J. M. Lopez-Higuera. *Handbook of optical fibre sensing technology*, Wiley & Sons, 2002.
- X.P. Mao, R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, R.M. Jopson, R.M. Derosier, "Stimulated Brillouin threshold dependence on fiber type and uniformity", IEEE Photons Technology Letters, vol. 4, no. 1, 1992.
- C.J.S. de Matos, J.R. Taylor, K.P. Hansen, "All-fiber Brillouin laser based on holey fiber yielding comb-like spectra", Optics Communications 238, pp.185-189, 2004.

- S.M. Maughan, H.H. Kee y T.P. Newson, "57-km single-ended spontaneous Brillouin-based distributed fiber temperature sensor using microwave coherent detection", *Optics Letters*, vol. 26, No. 6, pp. 331-333, 2001.
- Y. Mizuno, W. Zou, Z. He, K. Hotate, "Proposal of Brillouin optical correlation-domain reflectometry (BOCDR)", *Optics Express*, vol. 16, no. 16, pp.12148-12153, 2008.
- Y. Mizuno, Z. He y K. Hotate, "Measurement range enlargement in Brillouin optical correlation-domain reflectometry based on temporal gating scheme", *Optics Express*, vol. 17, no. 11, pp. 9040-9046, 2009.
- Y. Mizuno, W. Zou, Z. He y K. Hotate, "Operation of Brillouin optical correlation-domain reflectometry: theoretical analysis and experimental validation", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 22, pp. 3300-3306, 2010.
- H. Naruse, M. Tateda, "Trade-off between the spatial and the frequency resolutions in measuring the power spectrum of the Brillouin backscattered light in an optical fiber", *Applied Optics*, vol. 38, no. 31, pp. 6516-6521, 1999.
- M. Nikles, L. Thévenaz, P.A. Robert, "Brillouin gain spectrum Characterization in single mode optical fibers", *Journal of Lightwave technology*, vol. 15, no. 10, pp. 1842-1851, 1997.
- N. Nöther, P. Lenke, K. Krebber, "A novel signal restoration method in the frequency domain to enhance spatial resolution in distributed Brillouin sensing", *Proc. SPIE 7503*, pp. 75032F(1-4), 2009.
- N.A. Olsson, J.P. Van der Ziel, "Cancellation of fiber loss by semiconductor laser pumped Brillouin amplification at 1.5  $\mu\text{m}$ ." *Applied Physics Letters*, vol. 48, no. 20, pp. 1329-1330, 1986.
- N.A. Olsson, J.P. Van der Ziel, "Characteristics of a semiconductor laser pumped Brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth", *Journal of Lightwave Technology*, vol. LT-5, no. 1, pp. 147-153, 1987.
- D. R. Ponikvar, S. Ezekiel, "Stabilized single-frequency stimulated Brillouin fiber ring laser", *Optics Letters*, vol. 6, no. 8, pp. 398-400, 1981.
- M. A. Quintela, A. Ullán, A. Quintela, C. Galindez, R. A. Perez-Herrera, M. López-Amo; J. M. Lopez-Higuera, "Long integral temperature Brillouin sensor for off- shore wind energy power supply lines", *OFS'21 (21st International Conference on Optical Fiber Sensors)*, Ottawa, Canada, pp. 775324-(1-4), 2011.
- G. Qin, H. Sotobayashi, M. Tsuchiya, A.Mori, T. Suzuki, Y.Ohisi, "Stimulated Brillouin scattering in a single mode Tellurite fiber for amplification, Lasing and Slow Light generation", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 5, pp. 492-498, 2008.

- Y. J. Rao, Z. L. Ran y R.R.Chen, “*Long-distance fiber Bragg grating sensor system with a high optical signal-to-noise ratio based on a tunable fiber ring laser configuration,*” *Optics Letters*, vol. 31 no. 18, pp. 2684-2686, 2006.
- Y. J. Rao, S. Feng, Q. Jang y Z. L. Ran, “*Ultra-long distance [300km] fiber Bragg grating sensor system using hybrid EDF and Raman amplification,*” *Proc. of SPIE*, vol. 7503 p. 75031Q, 2009.
- F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, y M. González-Herráez, “*Distributed Brillouin fiber sensor assisted by first-order Raman amplification*”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 28, no. 15, pp. 2162-2172, 2010.
- A.B. Ruffin, “*Stimulated Brillouin scattering: an overview of measurements, systems impairments and applications*”, *NIST-SOFM*, pp. 23-28, 2004.
- M. Sagues, R. Garcia-Olcina, A. Loayssa, S. Sales y J. Capmany, “*Multi Tap Complex Coefficient Incoherent Microwave Photonic Filters Based on Stimulated Brillouin Scattering*”, *Opt. Express*, vol.16, no. 1, pp. 295-303, 2008.
- T. Saitoh, K. Nakamura, Y. Takahashi, H. Iida, Y. Iki, K. Miyagi, “*Ultra-long-distance fiber Bragg grating sensor system,*” *IEEE Photonics Technol. Lett.* vol. 9, no.20, pp. 1616-1618, 2007.
- T. Saitoh, K. Nakamura, Y. Takahashi, H. Iida, Y. Iki y K. Miyagi, “*Ultra-long-distance [230 km] FBG sensor system,*” *Proc. of SPIE* vol. 7004, 70046C-1-4, 2008.
- J. Sancho, N. Primerov, S. Chin, Y. Antman, A. Zadok, S. Sales y L. Thévenaz, “*Tunable and reconfigurable multi-tap microwave photonic filter based on dynamic Brillouin gratings in fibers*”, *Optics Express*, Vol. 20, no. 6, pp. 6157-6162, 2012.
- J.M. Senior, *Optical Fiber Communications*, 2nd ed. Prentice-Hall, 1992.
- K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, T. Kurashima, “*Coherent self-heterodyne Brillouin OTDR for measurement of Brillouin frequency shift distribution in optical fibers*”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, no. 5, pp. 730-736, 1994.
- S.P. Smith, F. Zarinetchi, S. Ezekiel, “*Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications*”, *Optics Letters*, vol. 16, no. 6, pp. 393-395, 1991.
- K.Y. Song, Z. He y K. Hotate, “*Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis*”, *Optics Letters*, vol. 31, no. 17, pp. 2526-2528, 2006.
- K.Y. Song, Z. He y K. Hotate, “*Optimization of Brillouin optical correlation domain analysis system based on intensity modulation scheme*”, *Optics Express*, vol. 14, no. 10, pp. 4256-4263, 2006.

- K.Y. Song y K. Hotate, “*Simplified Brillouin Optical Correlation Domain Analysis System with Optimized Time-Gating Scheme*”, Proc. of CLEO, CThO, page CThO6, 2007.
- K.Y. Song y K. Hotate, “*Brillouin Optical Correlation Domain Analysis in Linear Configuration*”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 20, no. 24, pp. 2150-2152, 2008.
- Y.J. Song, L. Zhan, S. Hu, Q.H. Ye, Y.X. Xia, “*Tunable multiwavelength Brillouin-Erbium fiber laser with a polarization-maintaining fiber Sagnac loop filter*”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 16, no. 9, pp. 2015-2017, 2004.
- Y.J. Song, L. Zhan, J.H. Ji, Y. Su, Q.H. Ye y Y.X. Xia, “*Self-seeded multiwavelength Brillouin-erbium fiber laser*”, Optics Letters, vol. 30, no. 5, pp. 486-488, 2005.
- M. A. Soto, G. Bolognini, y F. Di Pasquale, “*Analysis of optical pulse coding in spontaneous Brillouin-based distributed temperature sensors*”, Optics Express, vol. 16, No. 23, pp. 19097-19111, 2008.
- M.A. Soto, G. Bolognini, F. Di Pasquale y L. Thévenaz, “*Simplex-coded BOTDA fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range*”, Optics Letters, Vol. 35, No. 2, pp. 259-261, 2010.
- M.A. Soto, G. Bolognini y F. Di Pasquale, “*Optimization of long-range BOTDA sensors with high resolution using first-order bi-directional Raman Amplification*”, Optics Express, Vol. 19, No. 5, pp. 4444-4457, 2011.
- X. Steve Yao, “*High quality microwave signal generation by use of Brillouin scattering in optical fibers*”, Optics Letters, vol. 22, no. 17, pp. 1329-1331, 1997.
- X. Steve Yao, “*Brillouin selective sideband amplification of microwave photonic signals*”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 10, no. 1, pp. 138-140, 1998.
- J.M. Subías Domingo, J. Pelayo, F. Villuendas, C.D. Heras, E. Pellejer, “*Very high resolution optical spectrometry by stimulated Brillouin scattering*”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 17, no. 4, pp. 855-857, 2005.
- K. Tai, A. Hasegawa, A. Tomita, “*Observation of modulational instability in optical fibers*”, Phys. Rev. Lett., vol. 56, pp. 135-138, 1986.
- T.Tanemura, Y. Takushima, K. Kikuchi, “*Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin scattering in optical fiber*”, Optics Letters, vol. 27, no. 17, pp. 1552-1554, 2002.
- K. Tayima, M. Ohashi, K. Shiraki, M. Tateda, S. Shibata “*Low Rayleigh Scattering Pz05-F-SiO2 Glasses*”, Journal of Lightwave Technology, vol. 10, pp. 1532-1535, 1992.
- O. Terra, G. Grosche y Schnatz, “*Brillouin amplification in coherent transfer of optical frequencies over 480 km fiber*”, Optics Express, Vol. 18, Issue 15, pp. 16102-16111, 2010.

- L. Thévenaz, S. Foaleng y J. Lin, "Impact of pump depletion on the determination of the Brillouin gain frequency in distributed fiber sensors", Proc. SPIE 7753, 775322, 2011.
- R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, R.M. Derosier, "Spontaneous Brillouin scattering for single mode optical fibre characterization", Electronics Letters, vol. 22, no. 19, pp. 1011-1013, 1986.
- T.O. TSun, A. Wada, R. Yamauchi, "Wavelength dependences of Brillouin frequency shifts of optical fibers in 1.55  $\mu\text{m}$ . wavelength region" Electronics Letters, vol. 27, no. 19, pp. 1764-1765, 1991.
- A. Ullán, M.A. Quintela, L. Rodriguez-Cobo, A. Quintela y J.M. Lopez-Higuera, "Sensor system based on a Brillouin fiber laser for remote in series fiber Bragg gratings interrogation", IEEE Sensors Journal, vol. 12, no. 12, pp. 3480-3482, 2012.
- M.O. Van Deventer, A.J. Boot, "Polarization properties of stimulated Brillouin scattering", Journal of Lightwave Technology, vol. 12, no. 4, pp. 585-590, 1994.
- P.C. Wait, T.P. Newson, "Measurement of Brillouin scattering coherence length as a function of pump power to determine Brillouin linewidth", Optics Communications 117, pp. 142-146, 1995.
- P.C. Wait, T.P. Newson, "Landau Placzek ratio applied to distributed fiber sensing", Optics Communications 122, pp. 141-146, 1996.
- P. Wang, Y.J. Rao y X. Liao, "Self-seeded Brillouin-erbium fiber laser with a transmissive Sagnac loop filter", Optical Engineering, Vol. 46, no. 11, pp. 1150502-1,4, 2007.
- X. Wang, C. Yu, Z. YU y Q. Wu, "Sampled phase-shift fiber Bragg gratings", Chinese Optics Letters, vol. 2, no. 4, pp. 190-191, 2004.
- A. Wise, M. Tur, y A. Zadok, "Sharp tunable optical filters based on the polarization attributes of stimulated Brillouin scattering", Optics Express, Vol. 19, no. 22, pp. 21945-21955 2011.
- J.Xia, L. Zhan, Y. Huang, L Xing, S.Y. Luo y Y.X. Xia, "Self-seeded multiwavelength Brillouin-erbium laser using NOLM-NALM", Laser Physics, vol. 18, no. 4, pp. 442-445, 2008.
- J. Yang, C. Yu, Z. Chen, J. Ng, X. Yang, "Suppression of polarization sensitivity in BOTDA fiber distributed sensing system", The 19th Optical Fiber Sensing conference -OFS19, Proc. of SPIE vol. 7004, 700421, Perth-Australia, 2008.
- A. Yeniay, J.M. Delavaux, J. Toulouse, "Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibres", Journal of Lightwave technology, vol. 20, no. 8, pp. 1425-1432, 2002.

- L. Zhan, J.H. Ji, J. Xia, S.Y. Luo, Y.X. Xia, "160-line multiwavelength generation of linear-cavity self-seeded Brillouin-Erbium fiber laser", *Optics Express*, vol. 14, no. 22, pp. 10233-10238, 2006.
- Z. Zhang, L. Zhan y Y. Xia, "Tunable self-seeded multiwavelength Brillouin-Erbium fiber laser with enhanced power efficiency", *Optics Express*, vol. 15, no. 15, pp. 9731-9736, 2007.
- W. Zhang y R.A. Minasian, "Widely Tunable Single-Passband Microwave Photonic Filter Based on Stimulated Brillouin Scattering", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, No. 23, pp. 1775-1777, 2011.
- A. Zornoza, D. Olier, M. Sagues y A. Loayssa, "Distortion-free Brillouin distributed sensor using RF shaping of pump pulses", *Proc. SPIE 7503*, 75036D, 2009.
- A. Zornoza, R.A. Pérez-Herrera, C. Elosúa, S. Diaz, C. Barriain, A. Loayssa, M. Lopez-Amo, "Long-range hybrid network with point and distributed Brillouin sensors using Raman amplification," *Optics Express*, Vol. 18, no. 9, pp. 9531-9541, 2010.
- A. Zornoza y A. Loayssa, "Low-cost Brillouin optical time domain analysis (BOTDA) distributed sensor setup", *Proc. SPIE 7653*, 765334, 2010.
- A. Zornoza, D. Olier, M. Sagues y A. Loayssa, "Brillouin distributed sensor using RF shaping of pump pulses", *Measurement Science and Technology*, no. 21, 094021 (9pp.), 2010.
- W. Zou, C. Jin y J. Chen, "Distributed Strain Sensing Based on Combination of Brillouin Gain and Loss Effects in Brillouin Optical Correlation Domain Analysis", *Appl. Phys. Express*, vol. 5, 082503, 2012.

# Publicaciones propias (17(+2))

---

## Consecuencia de esta tesis (11 (+2 en proceso de revisión)):

6 (+2) en revistas internacionales, 3 en congresos internacionales y 2 en congresos nacionales

- “*Quasi distributed hybrid Brillouin fiber laser sensor system*”, A. Ullán, M.A. Quintela, L. Rodriguez-Cobo, A. Quintela, R.A. Perez-Herrera, M. Lopez-Amo, J.M. Lopez-Higuera, *Measurement Science and Technology*, vol.23, no. 8, 085202(6pp), 2012.
- “*Sensor system based on a Brillouin fiber laser for remote in series fiber Bragg gratings interrogation*”, A. Ullán, M.A. Quintela, L. Rodriguez-Cobo, A. Quintela y J.M. Lopez-Higuera, *IEEE Sensors Journal*, vol. 12, no. 12 , pp. 3480-3482, 2012.
- “*Remote (155 km) Fiber Bragg Grating Interrogation Technique Combining Raman, Brillouin and Erbium Gain in a Fiber Laser*”, D. Leandro, A. Ullan, A. Loayssa, J.M. Lopez-Higuera, M. Lopez-Amo, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.23, no. 10, pp. 621-623, 2011.
- “*Temperature sensing in multiple zones based on Brillouin fiber ring laser*”, Carlos A. Galindez, Francisco J. Madruga, Angel Ullan, Manuel Lopez-Amo, Jose M. Lopez-Higuera, *Journal of Physics: Conference Series*, vol.178, no. 1, pp. 1-5, 2009.
- “*Brillouin gain spectrum tailoring technique by using fiber concatenation and strain for fiber devices*”, C. Galindez, A. Ullán, F. Madruga, J.M. Lopez-Higuera, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol.52, no. 4, pp. 787-790, 2010.
- “*Technique to develop active devices by modifying Brillouin gain spectrum*”, C.A. Galíndez, F.J. Madruga, A. Ullán, J.M. López-Higuera, *Electronics Letters*, vol.45, no. 12, pp. 637-638, 2009.
- “*BOTDA sensor network with power by light remote switching*”, A. Ullán, M. Bravo, A. Zornoza, A. Loayssa, M. Lopez-Amo, J.M. López-Higuera, *OFS'22 (22nd International Conference on Optical Fiber Sensors)*, 2012.
- “*Long integral temperature Brillouin sensor for off- shore wind energy power supply lines*”, M. A. Quintela, A. Ullán, A. Quintela, C. Galindez, R. A. Perez-Herrera, M. López-Amo; J. M. Lopez-Higuera, *OFS'21 (21st International Conference on Optical Fiber Sensors)*, Ottawa, Canada, pp. 775324-(1-4), 2011.

- “Multi-zone temperature sensor using a multi-wavelength Brillouin fiber ring laser”, C.A. Galindez, F.J. Madruga, A. Ullan, M. Lopez-Amo, J.M. Lopez-Higuera, 20<sup>th</sup> Conference on Optical Fiber Sensors (OFS’20), 2009.
- “Laser en fibra de efecto Brillouin para interrogación remota de múltiples redes de difracción de Bragg colocadas en serie”, A. Ullán, M. A. Quintela, L. Rodriguez, A. Quintela, J. M. Lopez-Higuera, OPTOEL'11 (VII Reunion Española de Optoelectrónica), Santander, 2011.
- “Técnica para modificar el espectro Brillouin en fibras ópticas”, A. Ullán, C. Galindez, F.J. Madruga, A.M. Cubillas, J.M. López-Higuera, XXIV Simposium Nacional de la Unión Científica de la Radio (URSI'09), 2009.
- “Simplified BOTDA sensor network with power by light remote switching”, A. Ullán, A. Zornoza, M. Bravo, A. Loayssa, M. Lopez-Amo, J.M. López-Higuera. En proceso de revisión por pares previa a publicación en Measurement Science & Technology.
- “Self-seeded Brillouin-Erbium fiber laser for temperatura or strain monitoring”, A. Ullán, M.A. Quintela, L. Rodriguez-Cobo, and J.M. Lopez-Higuera. En proceso de revisión por pares previa a publicación en Photonics Technology Letters.

## Otras publicaciones fruto de trabajos de colaboración con otros investigadores (5):

**1 en revista internacional, 2 en congresos internacionales y 2 en congresos nacionales**

- “L-Band Multiwavelength Single-Longitudinal Mode Fiber Laser for Sensing Applications (Invited Paper)”, R. A. Perez-Herrera, A. Ullan, D. Leandro, M. Fernandez-Vallejo, M. A. Quintela, A. Loayssa, J. M. Lopez-Higuera, y M. Lopez-Amo, Journal of Lightwave Technology, vol.30, no. 8, pp. 1173-1177, 2012.
- “Focal beam position detection in a laser Induced Breakdown Spectroscopy system by using a Fiber Bragg Grating sensor”, F. Anabitarte, L. Rodríguez-Cobo, C. Galíndez, A. Ullan, A. Cobo, OFS'22 (22nd International Conference on Optical Fiber Sensors), 2012.
- “L-Band Multiwavelength Erbium-Doped Fiber Ring Laser for Sensing Applications”, R. A. Perez-Herrera, A. Ullan, D. Leandro, M. Fernandez-Vallejo, M.A. Quintela, A. Loayssa, J. M. Lopez-Higuera, M. Lopez-Amo, OFS'21 (21st International Conference on Optical Fiber Sensors), 2011.
- “Transductor de deformación y temperatura basado en redes de difracción y fibras estrechadas: diseño e implementación”, A. Quintela, M.I. Barquin, M.A. Quintela, A.

Ullán, J.M. Lopez-Higuera, OPTOEL'11 (VII Reunión Española de Optoelectrónica), 2011.

- “Demostración de un sensor de gas metano basado en un sistema de acoplo de múltiples secciones de fibra de cristal fotónico”, A.M. Cubillas, J.M. Lazaro, O.M. Conde, M.N. Petrovich, A. Ullan, J.M. Lopez-Higuera, XXIV Simposium Nacional de la Unión Científica de la Radio (URSI'09), 2009.

### **Patentes (1):**

“Técnica y dispositivo para conformar el espectro de ganancia Brillouion en guías de onda ópticas”, C. Galindez, F.J. Madruga, A. Ullán, J.M. López-Higuera, N° de solicitud: P200900579 y 579, 2009, España.