

UNIVERSIDAD DE ALCALÁ

ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR

DEPARTAMENTO DE ELECTRÓNICA



**Estudio de los métodos de mejora
de sensores Brillouin distribuidos
en fibra óptica mediante
amplificación Raman**

TESIS DOCTORAL

Félix Rodríguez Barrios

2013

UNIVERSIDAD DE ALCALÁ

ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR

DEPARTAMENTO DE ELECTRÓNICA



**Estudio de los métodos de mejora de
sensores Brillouin distribuidos en fibra
óptica mediante amplificación Raman**

Félix Rodríguez Barrios

Ingeniero de Telecomunicación

Directores

Sonia Martín López

Doctora en Ciencias Físicas

Pedro Corredera Guillén

Doctor en Ciencias Físicas

TESIS DOCTORAL

2013

*A la memoria de mis abuelos
Pedro y Satur*

A mi familia

*"Dudar de todo o creerlo todo son dos opciones igualmente cómodas,
pues tanto una como otra nos eximen de reflexionar"*

Jules Henri Poincaré (1854-1912)

Resumen

El gran desarrollo experimentado por los sensores de fibra óptica en los últimos años los han llevado a ser muy atractivos en ciertas aplicaciones de ingeniería civil, en el transporte energético, en la detección de incendios y contaminantes en condiciones adversas y a distancia, etc., pudiendo competir con los tradicionales sensores eléctricos y electrónicos. Las principales ventajas que ofrece esta tecnología radican en las buenas propiedades de la fibra óptica: baja atenuación, inmunidad a ruido electromagnético y deflagraciones, alta velocidad de transmisión, pequeño tamaño y peso, flexibilidad, posibilidad de multiplexado, ...

Entre los sensores de fibra óptica, los sensores distribuidos son muy adecuados para la monitorización de grandes infraestructuras ya que permiten, con un único cable de fibra óptica y un solo interrogador, disponer de millares de puntos de monitorización distribuidos por la estructura. En concreto, los sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin estimulado, conocidos en la bibliografía como BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*), son apropiados para la auscultación de estructuras civiles de gran tamaño, y particularmente para aquellas de gran longitud como las estructuras ferroviarias. Este tipo de sensor nos proporciona información relativa a la temperatura y deformación, así como de aquellas magnitudes físicas dependientes de las primeras, de cada punto de la fibra a lo largo de toda su longitud.

Una de las limitaciones para esta aplicación que presentan los sensores BOTDA es su alcance. Cuando se pretende mantener resoluciones espaciales del orden del metro (1-2 metros) no es posible alcanzar longitudes monitorizables de mucho de más de 50 kilómetros. En este trabajo de tesis presentamos un ingenioso método para aumentar dicho rango utilizando amplificación Raman distribuida. La amplificación Raman distribuida la hemos incorporado al sistema BOTDA, tanto de primer orden utilizando un bombeo Raman a 1455 nm y amplificando a 1550 nm (en tres configuraciones diferentes), como de segundo orden, utilizando un bombeo Raman a 1365 nm y amplificando a 1550 nm, en configuración bi-direccional.

Los resultados conseguidos con amplificación Raman de primer orden, supusieron en el momento de su divulgación en revistas y conferencias científicas, un record en cuanto a relación entre la distancia monitorizada, la resolución espacial y la incertidumbre de medida (75 km, 2 m, $\pm 1.2^{\circ}\text{C}$).

Mediante la utilización de amplificación Raman de segundo orden sobre el sistema BOTDA es posible lograr una relación señal/ruido aproximadamente constante con la distancia, haciendo que la fibra óptica se comporte como una línea virtualmente sin pérdidas. Con este sistema hemos logrado monitorizar 100 kilómetros con resolución espacial de dos metros y conseguir que la relación señal/ruido sea prácticamente constante con la distancia, en comparación con el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden.

Abstract

The great development experienced by the optical fiber sensors over the last years have led them to being very attractive in certain applications of civil engineering, in energetic transport, in fire detection and pollutants in adverse conditions and distantly, etc., being able to compete with the traditional electrical and electronic sensors. The main advantages of this technology take root in the good properties of the optical fiber: low attenuation, immunity to electromagnetic noise and deflagrations, high speed of transmission, small size and weight, flexibility, possibility of multiplexing...

Between the optical fiber sensors, the distributed sensors are very adequate for the monitoring of big infrastructures because they allow, with only one cable of optical fiber and a sole interrogator, to have thousands of points of monitoring distributed through the structure. Specifically, the distributed optical fiber sensors based on stimulated Brillouin scattering, known in the bibliography as BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis), are adapted for the auscultation of civil structures of great size, and particularly for those of great length as the railway structures. This type of sensor provides us information relative to the temperature and deformation, as well as of those physical magnitudes dependent on the first ones, on every point of the fiber along all its length.

One of the limitations for this application that the BOTDA sensors present is its scope. When it tries to support spatial resolutions of the meter order (1-2 meters) it is not possible to reach monitorizable lengths higher than 50 kilometres. In this PhD work we present an ingenious method to increase the mentioned range using Raman distributed amplification. The Raman distributed amplification has been incorporated by us into the BOTDA system. We have used it in first order using a Raman pump with a 1455 nm wavelength, and amplifying at 1550 nm (in three different configurations). In the second order configuration we have used a Raman pump with a 1365 nm and amplifying at 1550 nm, in bidirectional configuration.

The results obtained with first order Raman amplification, supposed in the moment of its spreading in magazines and scientific conferences, a record in relation between the monitored distance, the spatial resolution and the uncertainty of measure (75 km, 2 m, $\pm 1.2^\circ C$).

By means of the use of Raman amplification in second order on the BOTDA system it is possible to achieve an approximately constant signal/noise relation with the distance, making that the optical fiber behave as a line virtually without losses. With this system we have managed to monitor 100 kilometres with spatial resolution of two meters and to achieve that the signal/noise relation is practically constant with the distance, in comparison with the BOTDA system assisted with first order Raman amplification.

Agradecimientos

Primeramente deseo agradecer a mis directores de tesis la Dra. Sonia Martín López y el Dr. Pedro Corredera Guillén el apoyo incondicional que me han brindado siempre, la confianza que han depositado en mí desde el momento que comencé a trabajar con ellos, allá por el año 2003, así como la posibilidad de pertenecer a un grupo cuya calidad humana supera, si cabe, a su conocida calidad científica. Particularmente, mi agradecimiento a la Dra. Sonia Martín López por ofrecerme su amistad desde el primer día, por toda su ayuda y por su constante apoyo en todos los momentos buenos y malos, que por mis circunstancias ha sido muy necesario. Ella ha sido durante el desarrollo de este trabajo mi principal soporte para seguir adelante. Al Dr. Pedro Corredera Guillén le agradezco todas las oportunidades que me ha dado, permitiéndome crecer en el ámbito científico, mediante el sustento moral y económico, así como en el plano personal, apoyándome en mis objetivos docentes.

Me gustaría agradecer también al profesor Dr. Miguel González Herráez todo su apoyo, ayuda y confianza, por permitirme avanzar rápidamente en el estudio y la mejora de los sistemas BOTDA, por su altísima y sobradamente conocida experiencia sobre ellos en concreto y, de forma general, en cualquier campo de la óptica.

Quisiera agradecer también al profesor Dr. Luc Thévenaz su disponibilidad cuando ha sido necesario, así como la cesión de material del Laboratorio de Metrología del École Polytechnique Fédérale de Lausanne, que me ha permitido realizar un avance experimental rápido, que quizá de otro modo no hubiera sido posible.

Mi agradecimiento también al Dr. Juan Diego Ania Castañón, realmente un teórico que me ha permitido entender desde esa perspectiva el funcionamiento de los sistemas BOTDA, así como los sistemas BOTDA asistidos con amplificación Raman.

Me gustaría agradecer al profesor Dr. Ignacio Esquivias Moscardó, por haberme introducido a un campo esencial en todos los sistemas ópticos como son las fuentes de luz, durante la realización de mi proyecto fin de carrera en la ETSI de Telecomunicación de la Universidad Politécnica de Madrid.

En la misma línea, quisiera agradecer al profesor Dr. Juan Carlos González de Sande su tutela, apoyo y asesoramiento durante la realización de mi proyecto fin de carrera en la EUIT de Telecomunicación de la Universidad Politécnica de Madrid.

Dirijo también mi agradecimiento a la profesora Dra. Carmen Vázquez García, tutora de mi trabajo fin de máster, bajo la dirección de la Dra. Sonia Martín López y del Dr. Pedro Corredera Guillén en la EPS de la Universidad Carlos III de Madrid.

Así mismo, quiero agradecer a los profesores Dr. Rafael Herradón Díez, Dr. Vicente González Posadas, Dr. José Luis Jiménez Martín, Dr. Florentino Jiménez Muñoz, Dr. Alfonso Martín Marcos, Dr. José Manuel Pardo Martín, D. Carlos Cortés Alcalá, y a D^a. Cristina López Lozano con los que en diferentes ocasiones he charlado sobre mi tesis, y quienes me han apoyado y mostrado sus puntos de vista desde la experiencia.

Vaya también mi agradecimiento para el personal de la Biblioteca del “Campus Sur” de la Universidad Politécnica de Madrid, por su rápido y eficaz soporte bibliográfico.

En el transcurso de este trabajo de tesis agradezco enormemente la compañía, ayuda y paciencia de mis compañeros de despacho y departamento Massimo Filograno, la Dra. Ana Carrasco Sanz, la Dra. Manuela Vidal Dasilva, la Dra. Mercedes Alcón Camas, la Dra. Laura Abrardi, Rodrigo Peceyo, Luis Rodríguez y Sergio García.

Para finalizar el apartado de los reconocimientos de índole académico y formativo, remontándome a mi Zamora natal, me es obligado acordarme de D. Manuel Araujo, mi primer maestro de números y fenómenos físicos y de D. Juan José Bartolomé, inductor de inquietudes culturales. Ambos profesores del C.P. José Galera. Después llegarían D. Constantino Barroso, D. Constantino Lozano, D. Alberto García, D. Valentín Sesma, D. Ángel Riesco y D. Javier Casaseca, todos del I.E.S. Maestro Haedo. Ellos pusieron las bases de lo que ahora se culmina con esta investigación denominada tesis.

Es obligatorio agradecer también a Antonio, Irene, “La Mary”, Juanfran, Julián, Juani y Paco las cervezas compartidas, sobretodo en la fase final de redacción de este trabajo. Han sido fundamentales para dejar de pensar continuamente en LA TESIS.

Por último mis agradecimientos más emocionales para mi familia. A mi esposa Úrsula, quien ha estado siempre “al pie del cañón”, por su motivación y ayuda cognitiva para seguir adelante y poder terminar este trabajo. A mi hermano Alberto, por su compañía y apoyo en los buenos y en lo malos momentos, además de compañero de fatigas en “El Charly”. A mi padre Félix, por darme su punto de vista psicológico y permitirme desahogar en los momentos de lógico bloqueo mental. A mi madre María Jesús, alguien que siempre –siempre– está ahí de forma incondicional. Para todos ellos esta tesis significa casi tanto como significa para mí.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Motivaciones	1
1.2. Objetivos	4
1.3. Estructura de este trabajo	5
2. Propagación de luz en fibras ópticas monomodo: procesos lineales y no lineales	7
2.1. Respuesta de la fibra a un campo eléctrico	8
2.1.1. Propagación lineal	12
2.2. Propagación no lineal	19
2.3. Efectos de refracción no lineal	23
2.3.1. Automodulación de fase, SPM	24
2.4. Efectos de <i>scattering</i> inelástico estimulado: SRS y SBS	27
2.4.1. <i>Scattering</i> Raman estimulado, SRS	29
2.4.2. <i>Scattering</i> Brillouin estimulado, SBS	39
3. Sensores distribuidos de fibra óptica	53
3.1. Características generales de los sensores de fibra óptica	54
3.2. Clasificación de los sensores de fibra óptica	55
3.3. Características generales de los sensores distribuidos de fibra óptica	57
3.4. Técnicas de monitorización basadas en <i>backscatter</i> lineal	58
3.4.1. Reflectómetro óptico en el dominio del tiempo	58
3.4.2. Reflectómetro óptico en el dominio de la frecuencia	61
3.4.3. Reflectómetro óptico coherente en el dominio del tiempo	62
3.4.4. Reflectometría de alta resolución	64
3.5. Sensores distribuidos de fibra óptica basados en <i>scattering</i> Raman	66
3.5.1. Raman-OTDR	67

3.5.2.	Raman-OFDR	69
3.6.	Sensores distribuidos de fibra óptica basados en <i>scattering</i> Brillouin	71
3.6.1.	Sensores distribuidos de fibra óptica basados en <i>scattering</i> Brillouin espontáneo	72
3.6.2.	Sensores distribuidos de fibra óptica basados en SBS	75
3.6.3.	Sensores distribuidos de fibra óptica basados en la correlación Brillouin	78
3.6.4.	Sensores distribuidos de fibra óptica basados en eco Brillouin	82
3.7.	Evolución y estado actual de los sensores distribuidos Brillouin de fibra óptica basados en mezcla de efectos no lineales	85
3.8.	Cuadro comparativo de los diferentes sensores distribuidos de fibra óptica	88
4.	Sensor distribuido de fibra óptica basado en <i>scattering</i> Brillouin estimulado	89
4.1.	Descripción de un sensor BOTDA	89
4.2.	Parámetros de los sistemas BOTDA	98
4.2.1.	Curva de calibración del sistema BOTDA	99
4.2.2.	Histéresis	100
4.2.3.	Resolución espacial del sistema BOTDA	100
4.2.4.	Exactitud en la medida de <i>strain</i> y de temperatura	104
4.2.5.	Rango dinámico	104
4.2.6.	Frecuencia máxima de la señal pulsada	105
4.3.	Descripción del montaje experimental	105
4.3.1.	Montaje experimental con SOA	105
4.3.2.	Montaje experimental con modulación directa del láser de bombeo	107
4.3.3.	Montaje experimental con modulación independiente para las ondas de bombeo y prueba	112
4.4.	Resultados experimentales	115
4.5.	Demostrador de laboratorio con diferentes tipos de fibras	121
5.	Mejora con amplificación Raman de primer orden de un sistema BOTDA	127
5.1.	Modelo teórico de un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden	128
5.2.	Láser de bombeo Raman a 1455 nm	134
5.3.	Sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden	139

5.3.1.	Montaje experimental del sensor BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden	140
5.3.2.	Resultados experimentales del sensor BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden para una fibra de 50 kilómetros	145
5.3.3.	Resultados experimentales para 75 kilómetros	155
5.4.	Ensanchamiento de la ganancia Brillouin por SPM	172
5.4.1.	Ecuaciones que modelan el ensanchamiento del pulso de bombeo por SPM	173
5.4.2.	Montaje y resultados experimentales	178
6.	Sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden	183
6.1.	Modelo teórico de un sistema BOTDA asistido amplificación Raman de segundo orden	184
6.2.	Montaje experimental del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden	188
6.3.	Resultados experimentales	192
6.4.	SPM en el sistema BOTDA con Raman de segundo orden	195
7.	Conclusiones y líneas abiertas	201
7.1.	Conclusiones	201
7.2.	Aportaciones originales	202
7.3.	Líneas abiertas	202

Índice de figuras

2.1. Efecto de la dispersión cromática	17
2.2. Retardo para distintos tipos de fibras	18
2.3. Dispersión cromática para distintos tipos de fibras	18
2.4. Evolución del espectro del pulso con la distancia bajo el efecto SPM . .	26
2.5. Potencia transmitida y reflejada en una fibra estándar de telecomunica- ción de 118. km	28
2.6. Representación espectral de las componentes de <i>scattering</i> inelástico . .	30
2.7. Representación esquematizada del proceso SRS en cuanto a niveles elec- trónicos	31
2.8. Simulación de la curva de respuesta Raman en el dominio temporal para la dirección co-propagante	32
2.9. Simulación de la parte imaginaria de la transformada de Fourier de la respuesta Raman para la dirección co-propagante	34
2.10. Montaje experimental de un sistema de medida de ganancia Raman . .	35
2.11. Medida del espectro de ganancia Raman on-off de una fibra DSF, entre 1250 y 1650 nm	37
2.12. Medida experimental del coeficiente de ganancia Raman	38
2.13. Representación esquematizada del proceso SBS en la fibra óptica	40
2.14. Representación esquematizada del proceso SBS	40
2.15. Relación entre los tres vectores de onda involucrados en el proceso SBS	41
2.16. Electrostricción en fibras ópticas	42
2.17. Simulación de las ondas de bombeo Brillouin y Stokes en ausencia de pérdidas en la fibra	46
2.18. Variación de intensidad de las ondas de bombeo y Stokes para tres va- lores diferentes de potencia de señal de entrada	49
2.19. Saturación de la ganancia Brillouin	50
3.1. Sensores de fibra óptica extrínsecos e intrínsecos	56

3.2. Clasificación de los sensores de fibra óptica en cuanto a la localización del lugar de medida	57
3.3. Esquema básico de un OTDR	59
3.4. Potencia de <i>backscatter</i> en una fibra homogénea (traza simulada de un OTDR)	60
3.5. Esquema experimental de un sistema OFDR	61
3.6. Interferencia de la luz de <i>backscatter</i> en un sistema COTDR	63
3.7. Interferómetro Fabry-Perot en fibra óptica	63
3.8. Sensor de fase COTDR utilizado como detector de intrusos	65
3.9. Esquema básico de un reflectómetro de alta resolución	66
3.10. Ondas Stokes y anti-Stokes en un sensor Raman	68
3.11. Esquema experimental de un sensor Raman-OTDR	69
3.12. Esquema experimental de un sensor Raman-OFDR	70
3.13. Esquema básico de un sistema BOTDR	72
3.14. Esquema básico de un sistema BOTDA	75
3.15. Diferencia de frecuencia instantánea entre dos ondas contrapropagantes en un sistema BOCDA	80
3.16. Ganancia de la onda de prueba en un sistema BOCDA en función de la correlación	81
3.17. Configuraciones de pulso para un sistema BEDS	84
3.18. Diagrama de bloques de un sistema BEDS	85
4.1. Espectro de las señales involucradas en el fenómeno del <i>scattering</i> Brillouin	90
4.2. Onda de bombeo y curva de ganancia Brillouin desplazada una frecuencia ν_B	93
4.3. Esquema de funcionamiento de un sistema BOTDA	94
4.4. Curva de ganancia Brillouin y señales involucradas en un sistema BOTDA	97
4.5. Representación de una traza teórica de BOTDA	98
4.6. Curva de calibración no experimental de un BOTDA	99
4.7. Efecto de la histéresis sobre la curva de función de transferencia no experimental de un BOTDA	100
4.8. Espectros de los pulsos de bombeo con diferentes anchuras temporales .	102
4.9. Relación entre la anchura de la curva de ganancia Brillouin y la anchura temporal del pulso utilizado como señal de bombeo	103
4.10. Montaje experimental de un BOTDA utilizando un SOA	106

4.11. Montaje experimental de un BOTDA basado en la modulación directa del láser	108
4.12. Espectro de transmisión de la red de Bragg con perfil en “W”	109
4.13. Medida experimental del coeficiente de reflexión de la entrada de modulación del láser frente a una impedancia de 50Ω	111
4.14. Representación sobre la carta de Smith de la medida experimental del coeficiente de reflexión de la entrada de modulación del láser frente a una impedancia de 50Ω	112
4.15. Montaje experimental con modulación independiente de las ondas de bombeo y prueba	113
4.16. Curva de respuesta del modulador en función de la tensión de polarización	114
4.17. Barrido en frecuencia entre 10.72 GHz y 10.9 GHz de una fibra SSMF de 4.4 kilómetros	116
4.18. Barrido en frecuencia entre 10.72 GHz y 10.9 GHz de una fibra SSMF de 9.85 kilómetros	116
4.19. Ganancia Brillouin de la fibra de 25 kilómetros número 2	118
4.20. Ganancia Brillouin de la fibra de 25 kilómetros número 3	118
4.21. Ganancia Brillouin de la fibra de 25 kilómetros número 4	119
4.22. Ganancia Brillouin de la fibra de 25 kilómetros número 5	119
4.23. Ganancia Brillouin de la fibra de 25 kilómetros número 7	120
4.24. Ganancia Brillouin de la fibra de 25 kilómetros número 8	120
4.25. Traza de osciloscopio de la onda de prueba amplificada por SBS de una fibra óptica de tipo SSMF de 50 kilómetros	122
4.26. Barrido en frecuencia entre 10.4 GHz y 10.9 GHz de un demostrador BOTDA formado por un tramo de fibra SSMF de 4.4 kilómetros, un tramo de fibra de tipo DSF de 15 metros y un tramo de fibra de tipo SSMF de 9.85 kilómtros	123
4.27. Cortes para dos distancias de la curva de ganancia Brillouin del demostrador de BOTDA de la figura 4.26	124
5.1. Esquema de un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden en configuración bi-direccional	129
5.2. Esquema del láser en fibra Raman	135
5.3. Simulación de la obtención de la longitud de onda de emisión del láser en fibra Raman	137
5.4. Espectro de salida del láser en fibra Raman a 25 mW	138

5.5. Montaje experimental del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden válido para las configuraciones contra-propagante, co-propagante y bi-direccional	140
5.6. Espectro a reflexión de la red de Bragg con anchura espectral de 0.16 nm	142
5.7. Esquema del circuito Proporcional-Integral	144
5.8. Evolución de la traza de salida del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden para diferentes niveles de potencia de bombeo Raman en configuración contra-propagante	146
5.9. Evolución de la traza de salida del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden para diferentes niveles de potencia de bombeo Raman en configuración co-propagante	147
5.10. Evolución de la traza de salida del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden para diferentes niveles de potencia de bombeo Raman en configuración bi-direccional	148
5.11. Resultados experimentales del sistema BOTDA asistido y sin asistir con amplificación Raman de primer orden en todas las configuraciones sobre una fibra de 50 kilómetros	151
5.12. Incremento de contraste de las tres configuraciones asistidas con amplificación Raman de primer orden respecto de la traza del BOTDA sin asistir con amplificación Raman sobre una fibra de 50 kilómetros	152
5.13. Comparación de las trazas de BOTDA asistido con amplificación Raman bi-direccional y sin asistir para una fibra de 50 kilómetros con resolución 3 metros	154
5.14. Incremento de contraste de señal del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden respecto del caso no asistido para una fibra de 50 kilómetros con resolución de 3 metros	155
5.15. Onda de bombeo Brillouin en el extremo final de la fibra en todas las configuraciones asistidas con amplificación Raman de primer orden y sin asistir	157
5.16. Trazas de ganancia Brillouin experimental y teórica obtenida con el sistema BOTDA sin la utilización de amplificación Raman	159
5.17. Trazas de ganancia Brillouin experimental y teórica obtenida con el sistema BOTDA utilizando amplificación Raman bi-direccional	160
5.18. Trazas de ganancia Brillouin experimental y teórica obtenida con el sistema BOTDA utilizando amplificación Raman co-propagante	161

5.19. Trazas de ganancia Brillouin experimental y teórica obtenida con el sistema BOTDA utilizando amplificación Raman contra-propagante . . .	162
5.20. Comparación de las trazas de ganancia Brillouin óptimas en todas las configuraciones	163
5.21. Incremento de contraste de las configuraciones asistidas con amplificación Raman de primer orden respecto del caso no asistido para una fibra de 75 kilómetros con resolución 2 metros	164
5.22. <i>Shift</i> de frecuencia Brillouin determinado por cada una de las configuraciones asistidas con amplificación Raman de primer orden y por la configuración no asistida por Raman	165
5.23. Error en la determinación del <i>shift</i> de frecuencia Brillouin	167
5.24. Anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin en las tres configuraciones de sensor BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden y en el caso no asistido con Raman para una fibra de 75 kilómetros y resolución 2 metros	168
5.25. Espectro de ganancia Brillouin normalizado en el extremo inicial de la fibra de 75 kilómetros y en el kilómetro 60	170
5.26. Barrido de frecuencia en las proximidades de un punto caliente para la configuración contra-propagante	171
5.27. <i>Shift</i> de frecuencia Brillouin en las proximidades del punto caliente en las configuraciones asistidas con amplificación Raman de primer orden .	172
5.28. Perfil de intensidad de un pulso gaussiano y variación instantánea de frecuencia del pulso debida a SPM	176
5.29. Pulsos de bombeo con diferentes perfiles y ensanchamiento espectral de los mismos con la distancia debido a SPM	178
5.30. Montaje experimental para el análisis de la influencia de la SPM sobre el pulso de bombeo Brillouin	178
5.31. Resultados experimentales y simulados del ensanchamiento de la curva de ganancia Brillouin debido a SPM para pulsos gaussianos e influencia del perfil del pulso sobre el ensanchamiento de la ganancia Brillouin . .	180
5.32. Anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin en función de la potencia del pulso de bombeo y de su anchura temporal	182
6.1. Esquema básico de un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden	185

6.2. Señales de bombeo Raman en el BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden	186
6.3. Montaje experimental del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden	189
6.4. Montaje experimental del espejo no lineal	190
6.5. Trazas experimentales y simuladas para un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden sobre una fibra de 50 kilómetros con resolución 4 metros	193
6.6. Trazas experimentales y simuladas para un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden sobre una fibra de 50 kilómetros con resolución 2 metros	195
6.7. Adquisición experimental de la ganancia Brillouin en función de la frecuencia para una fibra de 50 kilómetros con resolución 2 metros para un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden con potencias de bombeo Raman desbalanceadas	197
6.8. Anchura de ganancia Brillouin y error en la determinación del <i>shift</i> de frecuencia Brillouin para una fibra de 50 kilómetros con resolución 2 metros para un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden con potencias de bombeo Raman desbalanceadas	198
6.9. Adquisición experimental de la ganancia Brillouin en función de la frecuencia para una fibra de 100 kilómetros con resolución 2 metros para un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden con potencias de bombeo Raman desbalanceadas	199
6.10. <i>Shift</i> de frecuencia Brillouin para el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden sobre una fibra de 100 kilómetros con resolución de medida de 2 metros	200

Índice de tablas

2.1. Parámetros de dispersión típicos en fibras ópticas comerciales	22
3.1. Comparación de los diferentes sensores distribuidos de fibra óptica . . .	88
4.1. Valores experimentales del <i>shift</i> de frecuencia Brillouin de los ocho carretes de fibra SSMF de 25 kilómetros	121
5.1. Valores de los parámetros de la fibra utilizados en las simulaciones para el sistema BOTDA con amplificación Raman de primer orden	134
6.1. Valores de los parámetros de la fibra utilizados en las simulaciones para el sistema BOTDA con amplificación Raman de segundo orden	187

Lista de símbolos, abreviaturas y siglas

Símbolo	Significado físico	Unidades
A_{eff}	Área efectiva	μm^2
c	Velocidad de la luz en el vacío	m/s
g_B	Ganancia Brillouin	m/W
g_R	Ganancia Raman	m/W
k_0	Constante de propagación de la onda en el vacío	1/m
L	Longitud de fibra	km
L_D	Longitud de dispersión asociado a β_2	km
L_{NL}	Longitud de acoplo no lineal	km
L_{eff}	Longitud efectiva de fibra	km
n	Índice de refracción	
n_2	Índice de refracción no lineal	
P	Potencia óptica	mW o dBm
V	Frecuencia normalizada	
v_g	Velocidad de grupo	m/s
α	Coefficiente de atenuación	dB/km
β	Constante de propagación del modo	1/m
β_1	Inversa de la velocidad de grupo	ps/km
β_2	Dispersión de velocidad de grupo	ps ² /km
β_3	Dispersión de segundo orden	ps ³ /km
γ	Coefficiente no lineal	1/W·km
$\Delta\nu_B$	Ancho de línea Brillouin	MHz
$\Delta\varphi$	Diferencia de fase	°
ε	Constante dieléctrica	F/m
ε_0	Constante dieléctrica en el vacío	F/m

Símbolo	Significado físico	Unidades
λ	<i>Longitud de onda en el vacío</i>	nm
λ_0	<i>Longitud de onda de dispersión nula</i>	nm
ν_B	<i>Frecuencia de desplazamiento Brillouin</i>	GHz
τ_g	<i>Retardo de grupo</i>	ps
$\chi^{(3)}$	<i>Susceptibilidad de tercer orden</i>	1/m
ω	<i>Frecuencia óptica angular</i>	rad/s

Abreviaturas y siglas

APD *Avalanche Photodiode*, (fotodiodo de avalancha)

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

BEDS *Brillouin Echo Distributed Sensing*, (monitorización distribuida basada en ecos Brillouin)

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

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

BOTDR *Brillouin Optical Time Domain Reflectometer*, (reflectómetro óptico Brillouin en el dominio del tiempo)

COTDR *Coherent Optical Time Domain Reflectometer*, (reflectómetro óptico coherente en el dominio del tiempo)

CSIC Consejo Superior de Investigaciones Científicas

CW *Continuous Wave*, (onda continua)

DCF *Dispersion-Compensating Fiber*, (fibra compensadora de dispersión)

DFB *Distributed Feedback Laser*, (láser de realimentación distribuida)

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

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

EPFL *École Polytechnique Fédérale de Lausanne*

FC/APC *Fiber Connector/Angle Physical Contact*, (conector de fibra/contacto físico en ángulo)

FC/PC *Fiber Connector/Physical Contact*, (conector de fibra/contacto físico)

FWHM *Full Width at Half Maximum*, (anchura a media altura)

LED *Ligth-Emmiting Diode*, (diodo emisor de luz)

MZ *Mach-Zehnder*

NOLM *Nonlinear Optical Loop Mirror*, (espejo óptico no lineal)

OFDR *Optical Frequency Domain Reflectometer*, (reflectómetro óptico en el dominio de la frecuencia)

OTDR *Optical Time Domain Reflectometer*, (reflectómetro óptico en el dominio del tiempo)

RF *Radio-frequency*, (radio-frecuencia)

SBS *Stimulated Brillouin Scattering*, (dispersión Brillouin estimulada)

SI Sistema Internacional

SNR *Signal-to-Noise Ratio*, (relación señal/ruido)

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

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

SRS *Stimulated Raman Scattering*, (dispersión Raman estimulada)

SSMF *Standard Single-Mode Fiber*, (fibra monomodo estándar)

TLS *Tunable Laser Source*, (laser sintonizable)

WDM *Wavelength-Division Multiplexing*, (multiplexado por división en longitud de onda)

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivaciones

En el último siglo hemos sido testigos del gran avance de las comunicaciones, sobre todo, en el intercambio de datos a largas distancias y alta velocidad. Estos avances han facilitado el contacto entre personas independientemente de la distancia haciendo que las relaciones humanas sean más globales. Esta globalización ha producido un aumento en la transferencia de información, el comercio y el turismo, mejorando de forma efectiva el intercambio continuo de materias primas, productos elaborados, personas e información. Para conseguir que estas economías globales funcionen eficientemente se requiere una mejora en las infraestructuras de transporte empleadas tanto para el transporte humano, como el de materiales. Una gran parte de estas infraestructuras a las que estamos haciendo referencia son infraestructuras civiles como carreteras, puentes, túneles, puertos o aeropuertos. Uno de los grandes desafíos a los que se enfrenta la ingeniería actual reside en el mantenimiento, la actualización y la seguridad en el funcionamiento de estas infraestructuras además de otras como gaseoductos, oleoductos, edificios, presas, industrias, redes eléctricas, etc. Los grandes proyectos de obras públicas suelen exigir el uso de sofisticados sistemas de seguimiento para controlar el impacto de nuevas construcciones sobre las existentes, y el seguimiento del estado de salud de las infraestructuras en funcionamiento. Para la correcta evaluación de dicho impacto y de la respuesta de la infraestructura a largo plazo es necesario poder recopilar datos fiables y precisos con los instrumentos de medida apropiados.

Ante el posible deterioro crítico de las infraestructuras civiles, se han estudiado nuevos métodos para su rehabilitación y reparación mediante la incorporación de sensores y el desarrollo de sistemas remotos que permiten realizar labores de control y

diagnóstico de posibles problemas. En el futuro se debe tender a que estos tipos de estructuras tengan un sistema de control inteligente que podrá realizar un seguimiento automático e informar de su estado. La ausencia de labores de seguimiento, gestión y mantenimiento en infraestructuras vitales puede acarrear consecuencias catastróficas.

Un caso de estudio son las infraestructuras ferroviarias, y en especial las infraestructuras ferroviarias de las líneas de Alta Velocidad (AVE en España), que pueden conllevar graves percances si ciertos problemas no se llegaron a detectar a tiempo. La monitorización estructural de las grandes infraestructuras ferroviarias es indispensable para asegurar la seguridad, fiabilidad, mantenibilidad y disponibilidad en los sistemas de transporte por ferrocarril. Las técnicas de monitorización de estas infraestructuras permiten un diagnóstico anticipado de problemas, como pueden ser desplazamientos de terreno, grietas, deformaciones, etc., que posibilitan una actuación anticipada sobre las mismas. Además pueden prevenir y avisar sobre la localización de fuegos en túneles, cunetas o en terrenos cercanos, o de inundaciones con la simple medida de la temperatura en la infraestructura. Estas técnicas de diagnóstico, además de elevar significativamente la seguridad de la infraestructura, permiten ahorrar considerablemente en costes de reparación si los mismos se conocen de forma precoz y se llevan a cabo medidas correctoras antes de que pudieran ocurrir fallos mayores, o permiten gestionar adecuadamente las personas y convoys en percances como fuegos o inundaciones.

Hasta el momento, para monitorizar la salud estructural de las grandes obras civiles se están utilizando dos tipos de técnicas que no son excluyentes: los ensayos presenciales como los sondeos, la inspección visual, etc., y la monitorización mediante instrumentación eléctrica y/o electrónica. La primera de estas técnicas requiere el desplazamiento periódico de operarios a lo largo de la infraestructura, por lo que son caros, y además, presentan el inconveniente de que sólo permiten una monitorización temporalmente puntual, esto es, en el momento concreto en el que se realiza la observación. La segunda de las técnicas, basada en instrumentación electrónica permite una monitorización continua en el tiempo de la estructura, de forma automática o semi-automática, pero presenta ciertas limitaciones a la hora de ser empleada en grandes infraestructuras ferroviarias. De forma general, los sensores eléctricos más utilizados en el diagnóstico de problemas de deterioro de las infraestructuras son las galgas extensiométricas, que se colocan localmente sobre grietas o fisuras y se monitorizan midiendo el cambio de resistencia eléctrica en ellas.

Las limitaciones de peso que presentan los sensores que se han venido utilizando de forma convencional (de origen electrónico) son las siguientes:

1. En grandes estructuras, en las que los sensores se encuentran alejados de los equipos de medida, los terminales eléctricos acumulan ruido en la señal y valores muy elevados de atenuación, limitando de esta forma la distancia entre los mismos y los equipos de control.
2. Para monitorizar grandes estructuras, en las que se pueden hacer necesarios centenares o miles de puntos de medida, los sensores electrónicos convencionales requieren la instalación de un par de cables por cada sensor, resultando sistemas, poco prácticos, muy complejos, pesados y costosos.
3. En el entorno ferroviario, los sensores electrónicos se ven muy afectados por las interferencias electromagnéticas causadas por los campos eléctricos que se producen entre el pantógrafo y la catenaria, debido al paso de la corriente eléctrica utilizada para la alimentación del tren y por las descargas eléctricas que produce su paso. Esto hace que muy a menudo se obtengan lecturas erróneas de sensores, y falsas alarmas que pueden parar el funcionamiento de las instalaciones.
4. Los sistemas de monitorización eléctricos son sensibles a los cambios medioambientales y se deterioran con el tiempo por corrosión, con lo que su vida útil es bastante limitada si se encuentran a la intemperie.

Todas estas limitaciones de los sensores electrónicos se pueden subsanar empleando sensores de fibra óptica, que comparativamente con los sensores eléctricos y clásicos presentan las siguientes ventajas fundamentales:

1. La fibra óptica convencional presenta valores de atenuación de señal muy bajos (de 0.20 a 0.35 dB/km), por lo que la señal se puede transportar distancias grandes con poco deterioro de sus características.
2. Los sensores basados en fibra óptica se pueden multiplexar de forma relativamente sencilla en longitud de onda, permitiendo con una sola fibra la monitorización de decenas o incluso centenas de puntos de medida. Además, la propia fibra puede actuar como un sensor distribuido, permitiendo monitorizar con una sola fibra decenas de kilómetros, con separación de los puntos de medida (resolución espacial) de metros.
3. Las fibras ópticas son esencialmente inmunes al ruido electromagnético, por lo que en el entorno ferroviario pueden minimizarse considerablemente las lecturas

falsas causadas por los chispazos producidos en el contacto entre el pantógrafo y la catenaria.

4. Las fibras ópticas por estar compuestas de sílice son altamente insensibles a los cambios medioambientales y son resistentes al paso del tiempo.

Los sensores de fibra óptica que permiten reemplazar a los sensores electrónicos utilizados actualmente son: las redes de Bragg y los sistemas basados en *scattering* lineal y en *scattering* no lineal Raman y Brillouin como sensores distribuidos. Así por ejemplo, el equivalente a las galgas extensiométricas eléctricas, en fibra óptica, son las redes de Bragg. Éstas reflejan una longitud de onda que varía con la temperatura y con la deformación. Ante la madurez que ya tienen las redes de Bragg como sensores de fibra óptica puntuales para la monitorización de la temperatura y del estado tenso-deformacional (*strain*) en estructuras, en esta tesis se ha optado por el estudio y desarrollo de un sensor complementario a las mismas, y que su funcionamiento es distribuido, basándose en *scattering* Brillouin estimulado, que en la literatura se conoce como *Brillouin Optical Time Domain Analysis* (ó BOTDA), asistiéndolo con amplificación Raman para aumentar el rango dinámico del mismo y para que la resolución del mismo sea prácticamente constante a lo largo de toda su longitud.

1.2. Objetivos

Las motivaciones que acabamos de exponer nos indujeron a plantearnos los siguientes objetivos en esta tesis:

1. Estudiar y analizar cualitativamente los sensores distribuidos de fibra óptica, descritos en la literatura, tanto basados en *backscatter* lineal como en efectos no lineales.
2. Estudiar teóricamente los efectos no lineales en fibra óptica y sus aplicaciones para la medida distribuida de temperatura y deformaciones de estructuras. En este estudio se hará especial atención al *scattering* Brillouin estimulado (SBS) aplicado al desarrollo de sensores distribuidos y al *scattering* Raman como amplificación distribuida, objetivo específico de este trabajo.
3. Desarrollar un BOTDA atendiendo a la experiencia publicada en la literatura y de la inventiva propia.

4. Mejorar el sistema BOTDA utilizando para ello amplificación Raman distribuida de primer orden para lograr aumentar el alcance del sensor distribuido y conseguir que el contraste de señal del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden presente una resolución de medida aproximadamente constante con la distancia.
5. Mejorar el sistema BOTDA utilizando para ello amplificación Raman distribuida de segundo orden, para conseguir una mejor compensación de las pérdidas por atenuación de la fibra óptica en comparación con la conseguida con amplificación Raman de primer orden.

1.3. Estructura de este trabajo

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

El capítulo 2: “*Efectos no lineales en fibras ópticas*” trata de abordar los fundamentos teóricos de los efectos no lineales en las fibras ópticas, en especial el *scattering* Brillouin estimulado, que utilizamos para desarrollar el sistema de monitorización descrito en el capítulo 4, así como el sistema de amplificación distribuida mediante Raman que se detalla en los capítulos 5 y 6.

En el capítulo 3: “*Sensores distribuidos de fibra óptica*”, presentamos una visión general de los sensores distribuidos de fibra óptica descritos en la literatura, diferenciando los basados en *backscatter* lineal y de los basados en efectos no lineales.

Estos dos capítulos sirven como punto de partida para el desarrollo de este trabajo.

En el capítulo 4: “*Sensor distribuido de fibra óptica basado en SBS*” se describe una propuesta original para realizar la monitorización distribuida de temperatura y *strain* mediante un BOTDA, que ha servido como punto de inicio para el desarrollo del sensor, y que posteriormente hemos mejorado con la introducción de amplificación Raman.

En el capítulo 5: “*Mejora con amplificación Raman de primer orden de un sistema BOTDA*” se muestra una forma de mejora del BOTDA, utilizando para ello amplificación Raman distribuida de primer orden. Este es el núcleo de nuestro estudio y sobre el que hemos realizado los mayores esfuerzos. Se describen tanto el funcionamiento del sensor utilizando amplificación Raman de primer orden, como los problemas derivados de la utilización de pulsos de bombeo Brillouin cortos para la obtención de alta resolución espacial de medida.

En el capítulo 6: “*Sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden*” mostramos la mejora del sistema BOTDA con amplificación Raman de segundo orden, para conseguir que la fibra se comporte como una línea virtualmente sin pérdidas, de forma que el sensor tenga aproximadamente la misma resolución de medida independientemente del punto de monitorización.

Por último, en el capítulo 7: “*Conclusiones y líneas abiertas*” enumeramos las conclusiones del trabajo describiendo los puntos fuertes y débiles del mismo, las innovaciones introducidas, así como los futuros desarrollos y líneas de continuidad del mismo.

Capítulo 2

Propagación de luz en fibras ópticas monomodo: procesos lineales y no lineales

La respuesta de cualquier dieléctrico ante un campo electromagnético puede ser no lineal en el caso de que éste presente una intensidad suficiente. La fibra es un medio de transmisión que produce un alto confinamiento de la energía en su interior, y por el que se puede transmitir una gran cantidad de potencia óptica. Por su carácter dieléctrico, la respuesta de la misma se vuelve no lineal, en el caso de que se supere un cierto umbral de potencia. El origen de esta respuesta no lineal está en el comportamiento de la polarización eléctrica inducida \mathbf{P} , que deja de tener una respuesta totalmente lineal con el campo eléctrico \mathbf{E} .

Los efectos no lineales en fibra básicamente son de dos tipos [1]: efectos de tipo elástico y efectos de tipo inelástico. En la primera clase de efectos no lineales se encuentran los efectos de automodulación de fase (*self-phase modulation*, SPM), modulación cruzada de fase (*cross-phase modulation*, XPM), generación de tercer armónico (*third-harmonic generation*, TGH) y la mezcla de cuatro ondas (*four-wave mixing*, FWM). En la segunda clase de efectos no lineales se encuentran los efectos de *scattering* Raman y Brillouin.

En este capítulo abordaremos la descripción de la propagación de la luz por la fibra, así como la respuesta de esta última desde un punto de vista de un medio dieléctrico interaccionando con un campo electromagnético, así como la descripción de los fenómenos de automodulación de fase, *scattering* Raman y *scattering* Brillouin, por la importancia que presentan estos efectos no lineales en el marco de esta tesis doctoral.

2.1. Respuesta de la fibra a un campo eléctrico

La propagación de un campo óptico en el interior de la fibra es una particularización de la interacción de un campo electromagnético con un medio y, por ello, está gobernada por las ecuaciones de Maxwell, que en el Sistema Internacional de unidades se representan como:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

donde \mathbf{E} es el vector campo eléctrico y \mathbf{B} es el vector de inducción magnética; \mathbf{J} es la densidad de corriente eléctrica, ρ es la densidad de carga eléctrica, ε_0 es la permitividad eléctrica en el vacío, μ_0 es la permeabilidad en el vacío y c la velocidad de la luz en el vacío. En un medio dieléctrico, como es la fibra óptica, no existen cargas libres y por ello podemos suponer que $\mathbf{J} = 0$ y $\rho = 0$. El campo magnético \mathbf{H} , que forma parte de la onda electromagnética que se propaga por el interior de la fibra, se encuentra relacionado con la densidad de flujo magnético \mathbf{B} de la forma:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.5)$$

siendo \mathbf{M} la polarización magnética inducida. Debido a que la fibra es un medio no magnético, entonces $\mathbf{M} = 0$, por lo que podemos reescribir al ecuación 2.5 como $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. De nuevo, por ser la fibra un medio dieléctrico, la densidad de flujo eléctrico no puede calcularse de forma directa como función del campo eléctrico asociado, siendo necesario tener en cuenta la polarización eléctrica inducida en dicha fibra. Esta polarización eléctrica inducida esta generada por la reorientación de las cargas ligadas que existen dentro del material. En estas condiciones, el vector desplazamiento eléctrico \mathbf{D} se calcula como:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.6)$$

donde \mathbf{P} es la polarizabilidad o polarización eléctrica inducida.

Tomando el rotacional de la primera ley de Maxwell (ecuación 2.1), también conocida como ley de Faraday, y utilizando las ecuaciones 2.2, 2.5 y 2.6, podemos escribir el valor del campo eléctrico \mathbf{E} en función de la polarización eléctrica \mathbf{P} .

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

donde hemos utilizado la relación $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$.

Puesto que matemáticamente $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E}$, la ecuación 2.7 se puede simplificar asumiendo que la no linealidad existente es pequeña. En este caso podemos suponer que $\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0$, reescribiendo dicha ecuación como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

Para lograr una descripción completa del campo eléctrico, es necesario establecer la relación existente entre el vector de polarización eléctrica, \mathbf{P} y el vector campo eléctrico, \mathbf{E} . Esta relación viene dada por:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right) \quad (2.9)$$

donde χ es la susceptibilidad. Si la anterior ecuación la desarrollamos en serie presenta la forma:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(1)}(t-t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' + \\ &+ \varepsilon_0 \int \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(2)}(t-t_1, t-t_2) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) dt_1 dt_2 + \\ &+ \varepsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\chi}^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 + \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (2.10)$$

donde $\bar{\chi}^{(i)}$ son tensores de orden $i+1$ y que por ello, los productos dentro de las integrales son productos tensoriales. El primer término del desarrollo en serie, el asociado a $\bar{\chi}^{(1)}$, presenta la contribución dominante sobre \mathbf{P} y se corresponde a la respuesta en régimen lineal de la fibra (\mathbf{P}_L). El resto de términos asociados a susceptibilidades de orden superior a uno corresponden a la respuesta no lineal de la fibra (\mathbf{P}_{NL}). Teniendo en cuenta estos dos términos, la expresión abreviada de la polarización eléctrica inducida quedará como:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (2.11)$$

Como se puede observar en la ecuación 2.10, hemos omitido en el desarrollo en serie los términos de orden superior a tres, ya que para nuestro problema, la contribución estos términos de orden superior es despreciable frente al valor de los tres primeros [2]. Teniendo en cuenta que la sílice, que es el principal componente de la fibra, es una molécula con simetría de inversión, pueden despreciarse los efectos de orden par, entre ellos los de segundo orden ($\bar{\chi}^{(2)}$), ya que el efecto del campo eléctrico sobre la polarización es exactamente el mismo pero cambiado de signo, cuando se invierte dicho campo eléctrico, verificando que los vectores \mathbf{P} y \mathbf{E} presentan simetría impar ($\mathbf{P}(-\mathbf{E}) = -\mathbf{P}(\mathbf{E})$), de modo que los terminos de orden par se anulan [1].

Debido a que nuestro medio de transmisión es un medio isótropo, el tensor $\bar{\chi}^{(1)}$ puede escribirse como una única componente escalar $\chi^{(1)}(t)$. Y el tensor de tercer orden $\bar{\chi}^{(3)}$ presenta únicamente cuatro componentes no nulas ($\chi_{xxxx}^{(3)}(t)$, $\chi_{xxyy}^{(3)}(t)$, $\chi_{xyxy}^{(3)}(t)$ y $\chi_{xyyx}^{(3)}(t)$). Considerando la aproximación de Born-Oppenheimer [1], las componentes del vector de susceptibilidad de orden tres pueden ser descritas como:

$$\chi_{ijkl}^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) = \chi^{(3)} R_{ijkl}(t - t_1) \delta(t - t_2) \delta(t - t_3) \quad (2.12)$$

siendo R_{ijkl} la respuesta no lineal normalizada asociada a la componente correspondiente del tensor de susceptibilidad. La respuesta no lineal asociada presenta una forma:

$$R_{ijkl}(t) = \sigma_{ijkl} \delta(t) + h_{ijkl}(t) \quad (2.13)$$

donde, como vemos, aparece un término instantáneo (representado mediante una delta de Dirac) y un término retardado ($h_{ijkl}(t) = 0$ para $t < 0$), que verifica que $\int_{-\infty}^{+\infty} h_{ijkl}(t) dt = f_R \sigma_{ijkl}$. El primer término está relacionado con las deformaciones producidas por el campo en las órbitas de los electrones, y es prácticamente instantáneo (ya que sucede en unos pocos ciclos electrónicos), y el retardado está asociado a los cambios en el estado de vibración de la molécula de sílice, y sucede en la escala de las decenas de femtosegundo. f_R es una constante que mide la contribución Raman a la susceptibilidad total y cuyo valor está en torno a 0.18 en función de los diferentes tipos de fibras [1]. La condición de simetría de Kleinman [3] para un medio isótropo impone asimismo que las cuatro componentes no nulas de la susceptibilidad de tercer orden se relacionan de la siguiente forma [2]:

$$\begin{aligned}
\chi_{xyyx}^{(3)}(t) &= \chi_{xyxy}^{(3)}(t) \\
\chi_{xxyy}^{(3)}(t) &= \chi_{xxxx}^{(3)}(t) - 2\chi_{xyxy}^{(3)}(t)
\end{aligned}
\tag{2.14}$$

De estas ecuaciones obtenemos que $\sigma_{xyxy} = \sigma_{xyyx} = \sigma_{xxyy} = \sigma_{xxxx}/3$, deduciendo además que la respuesta retardada (Raman) únicamente tiene dos componentes independientes que podemos establecer como $h_{xxxx}(t)$ y $h_{xyxy}(t)$. Estas dos componentes corresponden, respectivamente, a la respuesta del medio paralela a la polarización del bombeo y la respuesta perpendicular a la misma, que comúnmente se denotan por $h_{\parallel}(t)$ y $h_{\perp}(t)$.

Como ya hemos indicado, la fibra óptica actúa como un medio no lineal cuando por ella se propagan altos niveles de potencia. En ese caso se suele admitir que $|\mathbf{P}_{NL}| \ll |\mathbf{P}_L|$, por lo que a efectos de resolver la ecuación 2.8, la contribución de \mathbf{P}_{NL} se trata como una pequeña perturbación al caso lineal [2]. Sin embargo, cuando las potencias que atraviesan la fibra son de nivel moderado-bajo, el término \mathbf{P}_{NL} puede ser despreciado.

Básicamente existen dos tipos de efectos no lineales en la fibra óptica, en función de la energía efectiva que se intercambia en el proceso de interacción: los de tipo elástico y los de tipo inelástico.

Los efectos no lineales de tipo elástico están formados por los fenómenos en los que no existe un intercambio neto de energía entre el campo electromagnético y la fibra. Son fenómenos que se presentan a través de modificaciones no lineales instantáneas del índice de refracción del material, por lo que se les suele denominar como *efectos de refracción no lineal*. Las posibles nuevas frecuencias ópticas que se generen como consecuencia de estos efectos están sometidas a las restricciones de la conservación de momento y de la energía de los fotones que intervienen en el proceso. Tal y como hemos citado anteriormente, dentro del grupo de efectos no lineales de tipo elástico se puede diferenciar entre fenómenos de generación de tercer armónico (THG, *third-harmonic generation*), mezcla de cuatro ondas (FWM, *four-wave mixing*), automodulación de fase (SPM, *self-phase modulation*) y modulación cruzada de fase (XPM, *cross-phase modulation*).

Por otra parte, los efectos no lineales de tipo inelástico engloban aquellos fenómenos para los que sí se produce un intercambio efectivo de energía entre el campo electromagnético y el medio dieléctrico. En concreto, parte de la energía de onda electromagnética se transfiere al medio. Dentro de este grupo de efectos no lineales existen dos fenómenos, estando ambos relacionados con las variaciones de polarización del ma-

terial asociadas a vibraciones en los átomos de la red del material dieléctrico. Por esta razón, el material presenta una cierta inercia en el tiempo, y por ello, existen limitaciones en la respuesta de estos fenómenos ante variaciones muy rápidas de la intensidad luminosa. En estos fenómenos no se cumple un balance estricto en las energías de los fotones que intervienen en el proceso, ya que parte de la energía de la onda electromagnética se transfiere al medio. Es el intercambio de energía existente entre la onda y el medio lo que da lugar en estos efectos a ganancia y/o atenuación no lineal. Los efectos no lineales de tipo inelástico se manifiestan como efectos de difusión (*scattering*) de la luz en el medio, y en la fibra se conocen específicamente como fenómenos de difusión Raman y de difusión Brillouin.

En lo que viene describiremos los efectos no lineales que tienen relación directa con este trabajo de tesis, que son: la SPM, el *scattering* Raman y el *scattering* Brillouin, recomendamos al lector interesado dos referencias bibliográficas donde se describen con detalle el resto de procesos no lineales [1, 4].

2.1.1. Propagación lineal

En esta sección trataremos de resumir los conceptos básicos de propagación dentro de la fibra óptica cuando no se superan los umbrales de potencia necesarios para la generación de efectos no lineales. Como hemos indicado anteriormente, las ecuaciones del caso lineal describen la propagación de las ondas en la fibra cuando las potencias son bajas o moderadas. En este punto introduciremos el concepto de dispersión cromática, que es un fenómeno que aparece como consecuencia de la propagación lineal de la luz por la fibra y que se encuentra directamente relacionado con la dependencia de la constante de propagación con la frecuencia $\beta(\omega)$.

Si a partir de la ecuación 2.8 suponemos propagación lineal, únicamente tendremos dependencia con la susceptibilidad de primer orden $\chi^{(1)}$, con lo que de la ecuación 2.10 tan solo tendremos el primer término, o lo que es lo mismo:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (2.15)$$

Para facilitar la resolución de la ecuación 2.8 en el caso lineal, es recomendable reescribir esta ecuación en el dominio de la frecuencia:

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) + \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.16)$$

donde $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ es la transformada de Fourier de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, calculada como indicamos

en la ecuación 2.17 (definición de la transformada de Fourier [5]), y donde ε es la constante dieléctrica del medio como función de la frecuencia, y que se relaciona con la susceptibilidad de primer orden a través de la ecuación 2.18:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-j\omega t) dt \quad (2.17)$$

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \quad (2.18)$$

siendo $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ la transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$. Como generalmente $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ es un número complejo, la constante dieléctrica del medio $\varepsilon(\omega)$ también lo será, estando relacionadas su parte real e imaginaria con el índice de refracción $n(\omega)$ y con el coeficiente de atenuación de la fibra $\alpha(\omega)$, de la forma:

$$\varepsilon(\omega) = \left(n + j \frac{\alpha c}{2\omega} \right)^2 \quad (2.19)$$

A partir de la ecuación 2.18 y de la ecuación 2.19, es posible obtener la relación del índice de refracción y de la atenuación con $\chi^{(1)}(\omega)$:

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \Re [\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (2.20)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \Im [\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (2.21)$$

Suponiendo pérdidas nulas ($\alpha = 0$), la ecuación 2.19 será real y de valor $\varepsilon(\omega) = n^2(\omega)$, con lo que podremos reescribir la ecuación 2.16, asumiendo comportamiento totalmente lineal como:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.22)$$

Debido a que la fibra óptica presenta simetría cilíndrica, es conveniente trabajar con la expresión de la ecuación de onda (ecuación 2.22) en coordenadas cilíndricas en función de ρ , ϕ y z . De este modo, reescribiremos la ecuación 2.22 como:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.23)$$

donde $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$.

Existe una relación similar para el campo magnético $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$. Debido a que tanto el campo eléctrico \mathbf{E} , como el campo magnético \mathbf{H} , tienen que cumplir las ecuaciones

de Maxwell (referenciadas en las ecuaciones 2.1 - 2.4), solo existen dos componentes independientes de campo de las seis que hay en total. Generalmente, para resolver esta ecuación de onda se suele utilizar una sola de las componentes del vector de campo eléctrico, típicamente $\tilde{E}_z(\mathbf{r}, t)$ [1]. Utilizando el método de separación de variables, y bajo la suposición de que la fibra presenta simetría cilíndrica, como acabamos de mencionar, las soluciones que se obtienen son de la forma:

$$\tilde{E}_z(\mathbf{r}, \omega) = \tilde{A}(\omega) F(\rho) \exp(\pm jm\phi) \exp(-j\beta z) \quad (2.24)$$

donde $\tilde{A}(\omega)$ es un término de amplitud, m es un número entero que marca el orden del modo, mientras que $F(\rho)$ y β se obtienen resolviendo la ecuación:

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(n^2(\rho) \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F = 0 \quad (2.25)$$

donde β es una función de la frecuencia ω y se denomina constante de propagación del modo en la fibra. La dependencia de β en frecuencia es debida a la dependencia del índice de refracción con la frecuencia. El confinamiento del modo en el núcleo de la fibra (guiado del modo) sólo se alcanza cuando el valor promedio de dicho índice de refracción en el interior de la fibra es mayor que en la cubierta. En caso contrario, la luz no es guiada y la radiación luminosa sale al exterior de la guía de onda. El modo fundamental (el que se emplea cuando nos referimos a fibras ópticas monomodo) se obtiene para $m = 0$ y aparece de forma única en la fibra desde frecuencia cero hasta una cierta frecuencia ω_c denominada frecuencia de corte, a partir de la cual aparecen nuevos modos en la fibra, pasando el comportamiento de la fibra a ser multimodo. Al igual que la constante de propagación, la frecuencia de corte depende simultáneamente de la dependencia radial y frecuencial del índice de refracción. Como regla práctica cabe decir que la frecuencia de corte aumenta cuando disminuye el radio del núcleo o disminuye la diferencia de índice entre el núcleo y la cubierta, al igual que ocurre con las guías de onda metálicas. En otras palabras, la fibra óptica presenta un mayor carácter monomodo cuanto menor es el radio del núcleo y cuanto menor es la diferencia entre los índices de refracción del núcleo y de la cubierta. La distribución de campo del modo fundamental sigue, en general, una ley que se puede aproximar por una gaussiana, que presenta el máximo sobre el eje axial de la fibra:

$$F(\rho) \simeq \exp\left(-\frac{\rho^2}{\rho_\omega^2}\right) \quad (2.26)$$

donde ρ_ω es el radio efectivo que ocupa el modo, conociéndose la cantidad $2\rho_\omega$ como diámetro del campo modal [6].

Como hemos comentado al inicio de esta sección, la dispersión cromática pone de manifiesto la dependencia de la constante de propagación con la frecuencia $\beta(\omega)$. Con la intención de facilitar la explicación de este fenómeno consideraremos que el espectro de la señal óptica que se propaga por la fibra óptica se encuentra centrado alrededor de una frecuencia ω_0 . En el caso de que el ancho de banda total ($\Delta\omega$) sea mucho menor que la frecuencia central ($\Delta\omega \ll \omega_0$), podemos describir la constante de propagación en todo el rango espectral de interés mediante un desarrollo en serie de Taylor [1]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.27)$$

donde

$$\beta_i = \left. \frac{d^i \beta}{d\omega^i} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.28)$$

Los parámetros β_1 y β_2 aportan información acerca de la velocidad de fase y de la velocidad de grupo. La velocidad de fase (v_f) es el cociente entre la frecuencia angular ω y la constante de propagación β , y puede entenderse como la velocidad a la que se propagan los frentes de una onda armónica (por ejemplo, producida por un láser continuo) a lo largo de la fibra. Sin embargo, la velocidad de grupo, se define como la derivada de la frecuencia respecto a la constante de propagación, coincidiendo con el inverso de β_1 .

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{1}{\beta_1} \quad (2.29)$$

La velocidad de grupo es la velocidad a la que se propaga la envolvente de variación lenta de una onda armónica (por ejemplo, una senoide que modula la salida un láser). Ambas cantidades no son, en general, iguales, salvo que β y ω se relacionen de forma lineal, que en general no es así. Aunque no son iguales, la velocidad de fase y de grupo en fibras son muy parecidas y con un valor aproximado de $2 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

La relación entre β_2 y la velocidad de grupo es directa:

$$\beta_2 = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{d\tau_g}{d\omega} \quad (2.30)$$

siendo τ_g el retardo de grupo por unidad de longitud. β_2 mide la variación del retardo de grupo que experimentan las distintas componentes espectrales alrededor de

la frecuencia central ω_0 y por tanto es la responsable del ensanchamiento de los pulsos que se propagan en régimen lineal a lo largo de la fibra. Es por esta razón que a la cantidad β_2 se le denomina dispersión de velocidad de grupo (GVD: *Group Velocity Dispersion*). A efectos de la medida de este parámetro se suele emplear otro que se encuentra directamente relacionado:

$$D = \frac{1}{L} \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{1}{L} \frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.31)$$

A este parámetro se le conoce como coeficiente de dispersión cromática. En términos de unidades, β_2 se mide en $\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ y D en $\text{ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$.

La dispersión tiene valor nulo para una cierta longitud de onda. A esta longitud de onda se le denomina longitud de onda de dispersión nula y se denota por λ_0 . Por encima de esta longitud de onda ($D > 0, \beta_2 < 0$) se dice que la fibra presenta un régimen de dispersión anómalo, mientras que por debajo de λ_0 ($D < 0, \beta_2 > 0$) se dice que la propagación se efectúa en el régimen normal. En el primer caso, las componentes espectrales de longitudes de onda más altas se propagan más rápido que las bajas a diferencia de la segunda situación en la que ocurre lo contrario. El efecto de la dispersión es equivalente a una modulación en frecuencia sobre el pulso (caso $D > 0$), tal y como puede verse en la figura 2.1.

Aunque no es el objetivo de esta tesis, consideramos conveniente indicar que en la fibra óptica se pueden producir otros tipos de dispersiones, entre ellas, la dispersión por guía de onda, debida a que existe propagación tanto por el núcleo como por la cubierta de la fibra monomodo. Como los índices de refracción son diferentes en el núcleo y en la cubierta, también lo es la velocidad de propagación por ambas partes de la fibra, dando lugar a la existencia de esta dispersión.

En este punto, nos limitaremos a escribir la ecuación que gobierna la dispersión por guía de onda, recomendando la referencia [8] al lector interesado, en la que se describe detalladamente todo el proceso para la obtención de la misma:

$$D_{wg} = \frac{V}{c} (n_1 - n_2) \frac{\partial^2 (Vb)}{\partial V^2} \quad (2.32)$$

donde c es la velocidad de la luz en la fibra, n_1 y n_2 son los índices de refracción en núcleo y cubierta. V es la frecuencia normalizada, que se calcula como $V = (2\pi a/\lambda) n_1 \sqrt{2\Delta}$, donde a es el radio del núcleo de la fibra óptica y $\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2$ mide la diferencia entre los índices de refracción en núcleo y cubierta. Por último, b se le denomina constante de propagación normalizada y se calcula como:

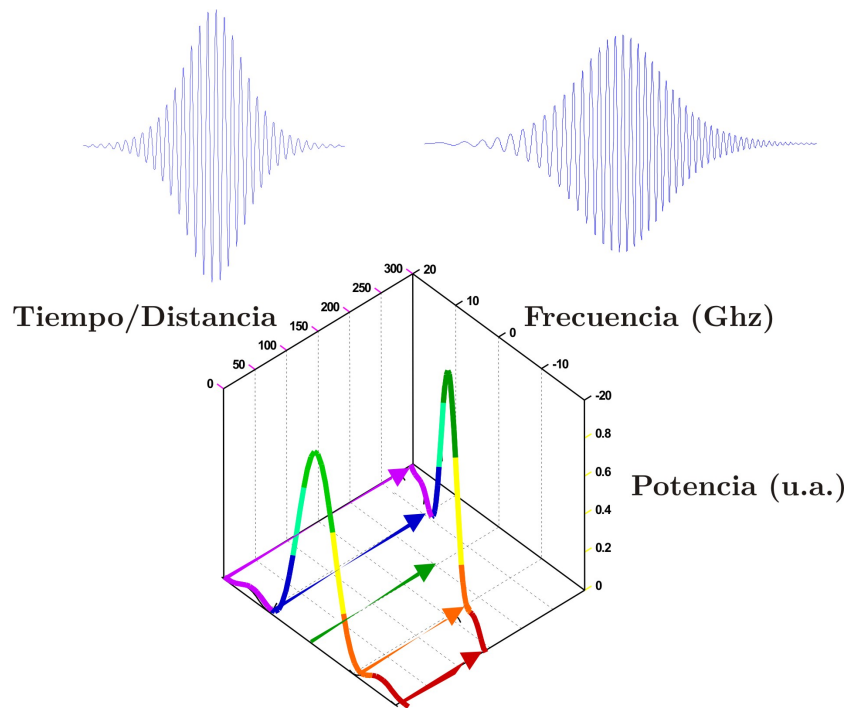


Figura 2.1: Efecto de la dispersión cromática sobre un pulso propagado por una fibra óptica monomodo en régimen de dispersión anómala [7]

$$b = \frac{\beta^2/k_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.33)$$

De la ecuación 2.32 se desprende que dependiendo del propio diseño de la guía de onda (fibra óptica) se tendrá un valor u otro de dispersión por este fenómeno, pudiendo ser este valor de dispersión positivo o negativo en función de dicho diseño (la segunda derivada de la ecuación 2.32 puede ser positiva o negativa).

Mediante un diseño adecuado es posible la fabricación de fibras compensadoras de dispersión cromática (*dispersion-compensating fiber*, DCF) de forma que el signo del coeficiente GVD sea opuesto al de la fibra que se pretende compensar. Esta es exactamente la forma de compensación de la dispersión que se utiliza en los enlaces de comunicaciones de fibra óptica, cuando el efecto negativo de la dispersión predomina sobre el balance de potencias en el sistema. Las figuras 2.2 y 2.3 muestran las curvas de retardo y dispersión respectivamente, típicas de varios tipos de fibra comercial medidas en nuestro laboratorio [9]. No obstante, existen otros tipos de fibra óptica monomodo comercial, como la G.657, que se trata de un estándar presentado en 2009 para fibra óptica monomodo, y que es insensible a la curvatura, pero en la actualidad no tenemos medidas en nuestro laboratorio.

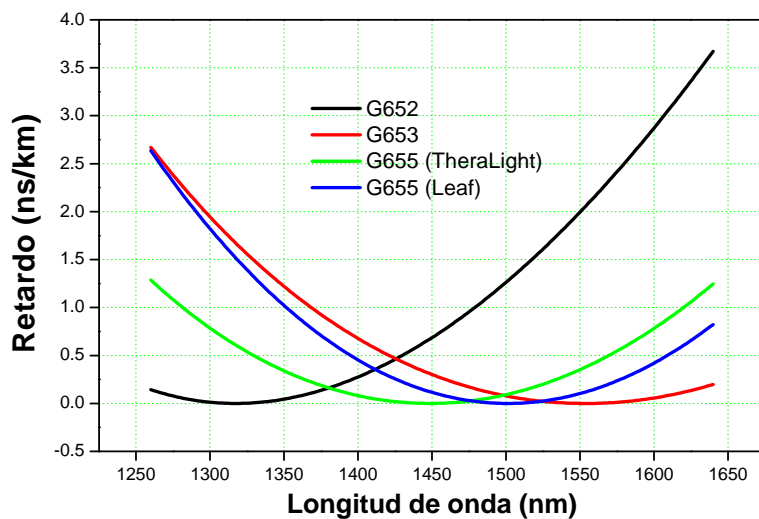


Figura 2.2: Retardo en función de la longitud de onda para diferentes tipos de fibras: G652: fibra estándar (SMF-28), G653: fibra de dispersión desplazada (DSF), G655 (TheraLight), G655 (Leaf): NZDSF [9]

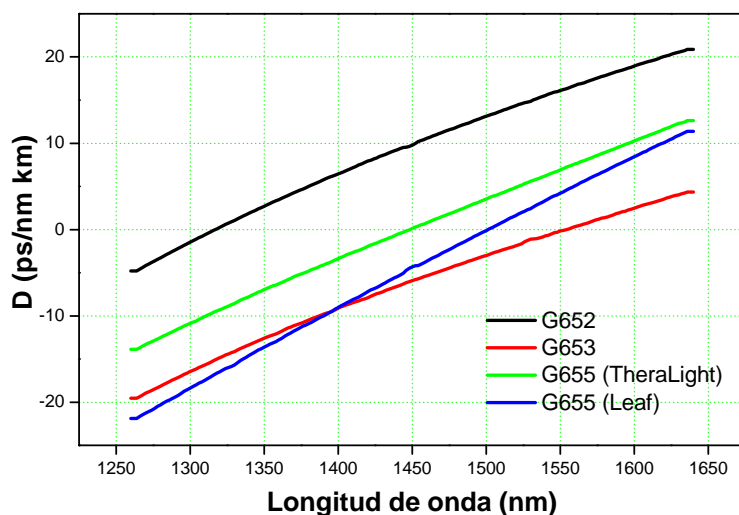


Figura 2.3: Dispersión cromática en función de la longitud de onda para diferentes tipos de fibras: G652: fibra estándar (SMF-28), G653: fibra de dispersión desplazada (DSF), G655 (TheraLight), G655 (Leaf): NZDSF [9]

2.2. Propagación no lineal

Una vez que hemos descrito el funcionamiento lineal de la fibra óptica, pasamos a estudiar su comportamiento en condiciones de no linealidad. Para obtener la ecuación de propagación en presencia de efectos no lineales en la fibra (ecuación 2.34) es conveniente realizar una serie de suposiciones con el fin de simplificar la resolución del problema [1]. La primera de estas suposiciones, que ya hemos comentado, es que \mathbf{P}_{NL} se trata como una pequeña perturbación de \mathbf{P}_L , ya que en la práctica la variación del índice de refracción en condiciones de no linealidad es inferior a 10^{-6} . La segunda aproximación es que la fibra mantiene la polarización del campo en toda su longitud. Esta suposición es cuanto menos discutible en el caso de que se trabaje con fibras ópticas estándar de telecomunicación, ya que solo las fibras birrefringentes o mantenedoras de polarización presentan esta característica. No obstante, es una aproximación que, aunque no es del todo cierta, simplifica enormemente el modelado del funcionamiento de la fibra, y proporciona resultados aproximados a las fibras reales. Por este motivo utilizaremos únicamente la componente $\chi_{xxxx}^{(3)}$ del tensor de susceptibilidad de orden tres, trabajando con una aproximación escalar de la ecuación 2.8.

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.34)$$

Es conveniente tener en cuenta, antes de continuar con las aproximaciones, el hecho de que la respuesta no lineal de la fibra presenta dos componentes: una debida a distorsiones (producidas por el campo eléctrico presente en la fibra óptica) en las órbitas electrónicas de los átomos, que ocurren en escalas temporales de muy pocos ciclos electrónicos, por lo que se suelen considerar instantáneas, y por otra parte, la respuesta asociada a los cambios de en los estados de vibración de las moléculas de sílice. Ésta se conoce como respuesta Raman y sucede con tiempos de retardo de $\tau_R = 60\text{-}70$ fs, por lo que únicamente se pueden interpretar como instantáneos cuando suponemos un ancho de banda mucho menor a $1/\tau_R \simeq 14$ THz. Típicamente se suele considerar válida esta suposición para pulsos del orden de 1 ps [1]. En caso contrario no es procedente tratar la respuesta no lineal de la fibra como instantánea. En cuanto a las pérdidas de la fibra sólo se pueden considerar despreciables para el caso en el que la longitud de la fibra sea mucho menor que $1/\alpha$, expresando α en Nep/km [2].

Teniendo en cuenta las anteriores suposiciones y considerando los términos de contribución Raman a la respuesta no lineal y despreciando la atenuación de la fibra, reescribimos la ecuación 2.8 en el dominio de la frecuencia como:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = \chi_{xxxx}^{(3)} \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \int \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{R}(\omega_1 - \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(\omega - \omega_1 + \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(\omega_1) \tilde{\mathbf{E}}^*(\omega_2) d\omega_1 d\omega_2 \quad (2.35)$$

Del mismo modo que en el caso de propagación lineal, es posible escribir la solución del campo como el producto de sus componentes radial y longitudinal:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [A(t) F(\rho) \exp(j(\omega_0 t - \beta_0 z)) + c.c.] \quad (2.36)$$

donde hemos supuesto, por conveniencia, que el campo eléctrico se encuentra alineado en la dirección \hat{x} . Tal y como ya hemos indicado anteriormente, para encontrar la solución al caso no lineal se tratan los términos no lineales como perturbaciones débiles o pequeñas variaciones al caso lineal. Por tanto, la distribución radial del campo se obtiene del mismo modo que en el caso lineal, esto es, anulando toda la contribución no lineal a la ecuación 2.34. En primer orden de perturbación, la presencia de efectos no lineales no afecta a la distribución radial del modo fundamental. Sin embargo, la inclusión del término perturbativo sí que afecta a la constante de propagación β tal y como veremos en la siguiente sección.

Para obtener la expresión de la ecuación de propagación no lineal es necesario recurrir a la aplicación de una serie de herramientas matemáticas que se encuentran descritas con detalle en [10] y que nosotros no trataremos explícitamente porque no forma parte de nuestros objetivos para este trabajo de tesis. Por este motivo partiremos directamente de la expresión final para la amplitud compleja $A(z, t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = \\ = j\gamma \left(1 + \frac{j}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sigma_{xxxx}} R_{xxxx}(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right) \end{aligned} \quad (2.37)$$

donde γ es una constante que representa la no linealidad de la fibra y que recibe el nombre de coeficiente no lineal y que se expresa en $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. La amplitud compleja $A(z, t)$ ha sido normalizada de manera que la potencia óptica de la onda se calcula según la ley $P(z, t) = |A(z, t)|^2$. γ se relaciona con la susceptibilidad según la siguiente ecuación [1]:

$$\gamma = \frac{n_{2e}\omega_0}{cA_{eff}} = \frac{3\sigma_{xxx}\omega_0}{8ncA_{eff}} \quad (2.38)$$

donde n_{2e} es el índice de refracción no lineal de la fibra. El valor de este coeficiente se ha medido experimentalmente, estando comprendido entre $2.1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ y $2.3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ en función del tipo de fibra (fibra estándar y fibra de dispersión nula) [11], mientras que en las referencias [1, 12], se cita un valor de $2.6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$, valores próximos en todo caso, si bien, no se indica el error cometido en la medida.

El parámetro A_{eff} tiene unidades de área y se define como la sección por la que pasaría toda la potencia, en el caso de que la misma tuviera densidad uniforme e igual a la máxima central, ya que la distribución del campo en el interior de la fibra sigue una distribución gaussiana (ecuación 2.26). El área efectiva se calcula como:

$$A_{eff} = 2\pi \frac{\left(\int_0^{+\infty} F^2(\rho) \rho d\rho \right)^2}{\int_0^{+\infty} F^4(\rho) \rho d\rho} \quad (2.39)$$

En este desarrollo y con el fin de simplificarlo, hemos supuesto que no existe dependencia de la distribución del campo modal en el interior de la fibra con la frecuencia, con lo que $F(\rho)$ es constante en todo el rango de frecuencias. Valores típicos de este parámetro a 1550 nm, pueden ser, por ejemplo $\sim 80 \mu\text{m}^2$ para fibras estándar diseñadas para segunda ventana ($\lambda_0 \sim 1310 \text{ nm}$), y $\sim 50 \mu\text{m}^2$ para fibras de dispersión desplazada de tercera ventana ($\lambda_0 \sim 1550 \text{ nm}$) [9], y para las fibras compensadoras de dispersión el valor de este parámetro es de $12 \mu\text{m}^2$ [13]. Las fibras de dispersión desplazada presentan un mayor confinamiento del campo en su interior respecto a las fibras estándar de telecomunicaciones, por lo que tienen un mayor comportamiento no lineal que éstas (presentan un valor de γ más elevado). En la tabla 2.1 [9], mostramos los parámetros de dispersión típicos en fibras ópticas comerciales. En concreto, mostramos el diámetro del campo modal a 1310 nm y a 1550 nm (MFD_{1310} y MFD_{1550}), la longitud de onda de dispersión nula (λ_0), la pendiente de dispersión (S_0), la dispersión a 1310 y a 1550 nm (D_{1310} y D_{1550}), así como el área efectiva a 1310 y a 1550 nm ($A_{eff1310}$ y $A_{eff1550}$).

Fibra	MDF ₁₃₁₀	MDF ₁₅₅₀	λ_0	S_0	D_{1310}	D_{1550}	$A_{eff1310}$	$A_{eff1550}$
	μm	μm	nm	ps/nm ² km			μm^2	μm^2
Corning SMF-28	9.2	10.4	1313	0.086	-0.3	16.2	66	85
Corning SMF-28+								
Cable submarino	6.4	7.1	1317	0.060	-0.4	16.4	63	80
ATT Matched clad	9.3	10.2	1312	0.088	-0.2	16.4	68	82
LITESPEC GSM-13	9.2	10.3	1312	0.087	-0.2	16.4	68	83
Furukawa SM332	9.3	10.5	1313	0.092	-0.3	17.3	68	87
Pirelli Standard SM	9.1	10.2	1313	0.090	-0.3	16.9	65	82
Philips ST	9.5	10.6	1315	0.085	-0.4	16.9	71	88
Corning SMF-DS	8.1	9.3	1550	0.075	-22.0	0.0	52	68
Corning SMF-LS	8.1	9.3	1565	0.080	-22.0	-1.2	52	68
ATT True Wave	7.2	8.2	1540	0.078	-22.0	0.8	41	53
LITESPEC DSM-15	8.0	9.1	1555	0.072	-22.0	-0.4	50	65
Corning SMF-LS+								
Cable submarino	5.1	5.6	1600	0.050		-2.5	42	50
Corning LEAF	8.6	9.6	1500	0.078		3.7	58	72
Corning LEAF								
Cable submarino	6.1	6.7	1580	0.120		-3.6	58	71
Corning Vascade	7.2	8.0	1317	0.060	-0.4	18.7	80	101
Corning MetroCor	7.6	8.6	1605	0.110		-6.4	45	58
Lucent TrueWave	7.5	8.4	1470	0.050	-8.0	3.7	44	55
Lucent TrueWave XL								
cable submarino	8.4	9.5	1570	0.112	-34.0	-2.3	55	71
Pirelli FreeLigth	8.5	9.6	1500	0.080	-16.0	3.8	57	72
Pirelli DeepLigth	8.4	9.3	1590	0.110	-40.0	-4.6	58	70
Pirelli WideLigth	7.2	8.1	1580	0.060	-20.0	-2.9	41	52
Philips DSFM					-3.2	2.4		

Tabla 2.1: Parámetros de dispersión típicos en fibras ópticas comerciales [9]

Se define la longitud efectiva de interacción no lineal como la longitud equivalente de generación del efecto no lineal, en la que se tienen en cuenta las pérdidas que se producen en la misma por la atenuación. Su valor viene dado por la siguiente expresión:

$$L_{eff} = \int_0^L \exp(-\alpha z) dz = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (2.40)$$

Para valores pequeños de longitud de fibra se suele suponer que $L_{eff} \simeq L$, ya que en estas condiciones el término exponencial de la ecuación 2.40 se puede aproximar (por desarrollo en serie) como $\exp(-\alpha L) \simeq 1 + (-\alpha L)$. Sin embargo, para longitud grandes, el término exponencial de la ecuación 2.40 es muy pequeño comparado con la unidad, con lo que se aproxima la longitud efectiva como $L_{eff} \simeq 1/\alpha$, expresando α en Nep/km. Este último caso, que es el habitual en los sistemas de telecomunicación sobre fibra óptica, ya que presentan elevadas longitudes de vano. Valores típicos de longitud efectiva, considerando propagación en tercera ventana (con coeficiente de atenuación de valor 0.2 dB/km) es $L_{eff} \simeq 22$ km.

Volviendo nuevamente a la ecuación 2.37, si suponemos que trabajamos en régimen continuo o que el ancho temporal de los pulsos es mayor de 1 ps, en estas condiciones podemos suponer que la respuesta del medio es prácticamente instantánea, por lo que la ecuación anterior se simplificará enormemente, pudiendo expresarla como:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = j\gamma |A|^2 A \quad (2.41)$$

La ecuación 2.41 se le suele denominar como ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) debido a su similitud con la ecuación de Schrödinger con un potencial no lineal, mientras que a la ecuación 2.37 se le suele denominar ecuación no lineal de Schrödinger generalizada. Las ecuaciones se van complicando a medida que consideremos la propagación de dos o más frecuencias en el mismo sentido o en sentidos opuestos.

2.3. Efectos de refracción no lineal

Se conoce como refracción no lineal a la variación que se produce en el valor del índice de refracción de un material con la intensidad luminosa de la onda incidente. Dicha dependencia del índice de refracción con la intensidad para una fibra óptica puede expresarse como [4]:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (2.42)$$

donde I es la intensidad de la onda incidente y n_0 es el índice de refracción que presenta la fibra óptica en ausencia de efectos no lineales. Como se puede apreciar en la ecuación 2.42, existe un término constante (n_0), y un término que varía linealmente

con la intensidad de la onda que se propaga por la fibra. Este último término, se ve afectado por el valor de n_2 , que se conoce como coeficiente no lineal del índice y que se relaciona a su vez con la parte real del tensor de susceptibilidad de tercer orden, $\chi^{(3)}$, de la forma:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \Re[\chi_{xxxx}^{(3)}] \quad (2.43)$$

Como hemos comentado con anterioridad, en la fibras que comúnmente se emplean en comunicaciones, el valor de n_2 es muy pequeño ($\simeq 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$), por lo que la no linealidad introducida por valores de potencia no excesivamente elevados es muy pequeña. Pensemos que para una fibra estándar de área efectiva $80 \mu\text{m}^2$ la variación del índice de refracción para 10 mW es $\Delta n \simeq 2.5 \cdot 10^{-12}$. Sin embargo, en fibras, habitualmente trabajamos con longitudes de interacción grandes, por lo que la variación que introduce la intensidad luminosa en la fase no lineal de la onda propagante deja de ser despreciable. Por ejemplo, para una fibra óptica cuya longitud efectiva sea de 5 km, bombeada a 1550 nm con 10 mW se introducirá una fase no lineal $\phi_{NL} = 2\pi\Delta n L_{eff}/\lambda \sim 5.1 \cdot 10^{-2}$.

La dependencia del índice de refracción con la intensidad da lugar a que se produzcan diferentes efectos no lineales caracterizados por la modulación de fase de la señal óptica. Aunque están generados por el mismo fenómeno físico, en la literatura se distinguen dos casos en función de que el índice de refracción no lineal provoque efectos sobre la propia señal o sobre otras. En este último caso, generalmente a otras longitudes de onda, aunque también puede darse entre longitudes de onda idénticas pero con polarizaciones cruzadas, es decir, señales en todo caso que sean ortogonales. Si los efectos de refracción no lineal se producen sobre la propia señal de bombeo se produce el fenómeno de la automodulación de fase (SPM), y si los efectos de refracción no lineal se producen sobre canales diferentes al de bombeo se producen los fenómenos de modulación cruzada de fase (XPM).

2.3.1. Automodulación de fase, SPM

En el fenómeno de la automodulación de fase, el pulso óptico que se propaga a lo largo de la fibra cambia de fase debido a la variación que se produce en el índice de refracción con la intensidad luminosa del propio pulso, y como consecuencia se produce un ensanchamiento espectral de la señal. Para el estudio de este fenómeno partimos de la ecuación no lineal de Schrödinger (ecuación 2.41). Con el fin de facilitar el desarrollo matemático es conveniente introducir algunas simplificaciones que, sin suponer notables

cambios en la física del sistema, facilitan el manejo de dicha ecuación [1]. En primer lugar, referenciamos la escala de tiempos según un punto que se mueve a lo largo de la fibra a la velocidad de grupo del pulso, v_g , y a su vez, normalizamos esta escala de tiempos con la duración del pulso, T_0 :

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0} \quad (2.44)$$

A partir de esta nueva variable temporal (τ) expresamos la envolvente del pulso que se propaga por la fibra en función de una amplitud normalizada $U(z, \tau)$:

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) U(z, \tau) \quad (2.45)$$

donde P_0 es la potencia de pico del pulso incidente. Si además consideramos, para simplificar, que la dispersión de la velocidad de grupo es nula ($\beta_2 = 0$), la ecuación 2.41 se convierte en:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = j\gamma P_0 \exp(-\alpha z) |U|^2 U \quad (2.46)$$

A la salida de la fibra ($z = L$), la solución a la ecuación 2.46 tiene la forma:

$$U(L, \tau) = U(0, \tau) \exp(j\phi_{NL}) \quad (2.47)$$

donde ϕ_{NL} es el término de fase no lineal introducido por el fenómeno de la auto-modulación de fase, y que depende de la potencia de bombeo, del coeficiente no lineal y de la longitud efectiva de la fibra, tal y como indicamos a continuación:

$$\phi_{NL} = \gamma P_0 L_{eff} |U(0, \tau)|^2 \quad (2.48)$$

Tal y como se puede observar, la modulación del índice de refracción con la potencia genera un cambio en la fase de la señal, que depende tanto de la potencia del bombeo (P_0), como de la forma del propio pulso ($U(0, \tau)$). Si se produce una variación temporal de dicha fase, se producirá un ensanchamiento del espectro de la señal [1, 14]. Además, el cambio de fase presenta una alta dependencia del producto $P_0 \cdot L_{eff}$, comenzando este fenómeno a presentar un efecto significativo cuando dicho producto alcanza un valor de 1 W·km [2].

El ensanchamiento del espectro vendrá dado por:

$$\delta\omega(\tau) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial\tau} = -\gamma P_0 L_{eff} \frac{\partial}{\partial\tau} (|U(0, \tau)|^2) \quad (2.49)$$

Si consideramos un pulso óptico a la entrada de la fibra, observando la ecuación 2.49, se aprecia que la frecuencia instantánea se desplazará hacia frecuencias más bajas en el flanco de subida del pulso, ya que la derivada será positiva y todo el término de ensanchamiento está afectado por un signo menos, es decir, que se producirá un desplazamiento hacia el rojo ($\delta\omega < 0$) y hacia frecuencias más altas en el flanco de bajada, ya que la derivada será negativa, con lo que $\delta\omega > 0$. Esto se traduce de forma efectiva en un ensanchamiento del espectro del pulso (ver figura 2.4), lo que quiere decir que en términos temporales el pulso sufrirá una compresión.

El ensanchamiento espectral del pulso se puede compensar o aumentar más aún por el efecto que produce la dispersión cromática de la fibra. En el régimen de dispersión normal, el coeficiente de dispersión es negativo, y los colores rojos se propagan más rápido que los azules, por lo que la dispersión no lineal es aumentada por el efecto de la dispersión cromática, por lo que se produce un aumento del ensanchamiento del pulso. Si por el contrario, la señal de bombeo se encuentra en la zona de dispersión anómala de la fibra en cuestión, la dispersión no lineal es en cierta medida compensada, dando lugar a una compresión del espectro del pulso. Con el efecto de la SPM combinado con la dispersión cromática es posible la generación de pulsos que no sufran distorsión: solitones [15].

En la figura 2.4 mostramos una simulación del efecto que presenta la SPM sobre el espectro de un pulso óptico de entrada a la fibra con perfil gaussiano en ausencia de pérdidas. Se puede apreciar que conforme la longitud de interacción es mayor, el ensanchamiento espectral del pulso es más elevado, lo que se traduce en una distorsión sobre la señal de entrada, en concreto como decíamos, se produce un ensanchamiento del pulso óptico de entrada.

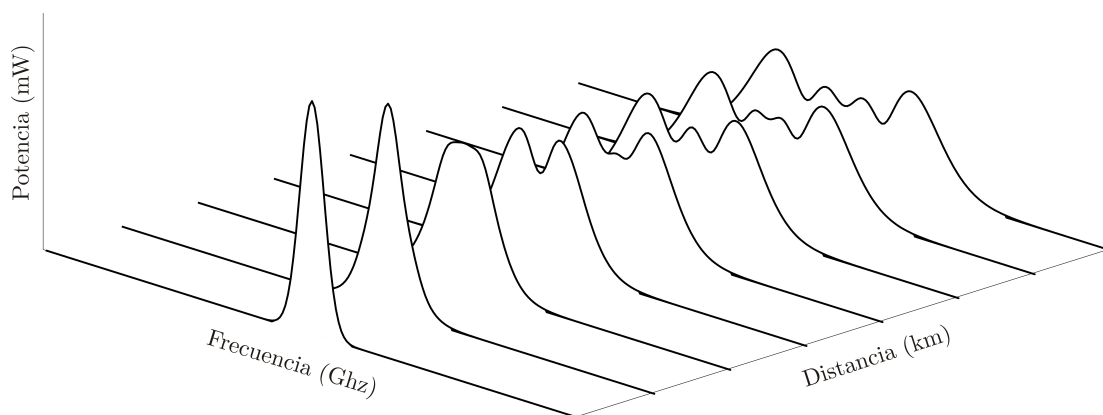


Figura 2.4: Simulación de la evolución de la anchura espectral de un pulso óptico con la distancia bajo el efecto SPM suponiendo que la fibra no tiene pérdidas

2.4. Efectos de *scattering* inelástico estimulado: SRS y SBS

Los efectos no lineales en fibra óptica de tipo inelástico, el *scattering* Brillouin y el *scattering* Raman, son la base fundamental de esta tesis. El primero de ellos, es el proceso no lineal necesario para la implementación de sensores BOTDA, tal y como relatamos en el capítulo 4, y el segundo, para la mejora del rango dinámico de este tipo de sensor, y que describimos en los capítulos 5 y 6.

A diferencia de los procesos no lineales de tipo elástico, en los que no existe intercambio energético entre el campo electromagnético y el medio dieléctrico, en los procesos no lineales de tipo inelástico una parte de la energía de la onda incidente se cede al medio, mientras que el resto de energía se transfiere a otra onda de frecuencia inferior. Existen dos efectos no lineales de tipo inelástico: el *scattering* Raman y el *scattering* Brillouin. Ambos procesos pueden tratarse desde un punto de vista mecánico-cuántico como la absorción de un fotón incidente por el medio para crear un fotón de menor energía que la que presenta el fotón incidente y un fonón, o transición molecular entre dos estados vibracionales, con la energía y el momento adecuados para que conserve la energía y el momento. Es exactamente la energía del fonón involucrado en el proceso, y por ello de la diferencia de frecuencias entre el fotón incidente y el generado los que diferencian a los dos procesos que acabamos de mencionar. En el caso del *scattering* Raman se encuentra involucrado un fonón óptico (frecuencia del orden de $\simeq 10$ THz), mientras que en el *scattering* Brillouin se encuentra involucrado un fonón acústico (frecuencia del orden de $\simeq 10$ GHz).

Como decíamos, debido a que la frecuencia de la onda es proporcional a su energía (ley de Planck), el fotón generado mediante el proceso de *scattering* posee menor frecuencia que el original. A esta nueva onda generada se le denomina onda Stokes.

En determinadas circunstancias, la onda Stokes puede propagarse a lo largo de grandes distancias, interaccionando de forma efectiva con la onda de bombeo, y por ello aumentando el valor de su potencia. Para una determinada longitud de fibra, conforme se aumenta la potencia de bombeo, se produce un aumento gradual de la potencia de la onda Stokes a través de *scattering* espontáneo. Esto ocurre hasta la potencia de bombeo alcanza un determinado umbral, a partir del cual, la potencia de la onda Stokes aumenta de forma exponencial con el incremento lineal de la potencia de la onda de bombeo (ver la figura 2.5). Es exactamente cuando se supera el valor de la potencia

umbral punto a partir del cual se genera *scattering* estimulado, dando por ello lugar a *scattering* Raman estimulado (SRS) y *scattering* Brillouin estimulado (SBS).

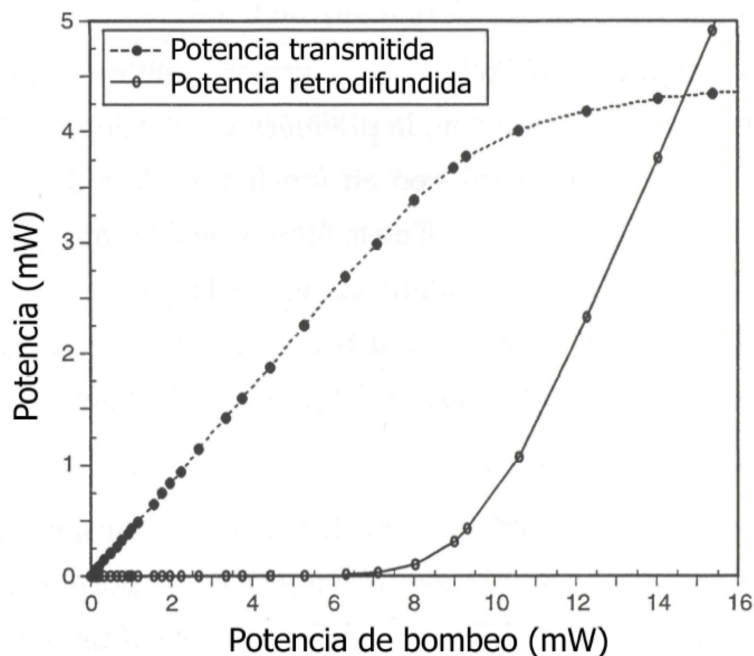


Figura 2.5: Potencia de las señales transmitida y reflejada en una fibra estándar de telecomunicación de 11.8 kilómetros en la que se ha inducido Brillouin. Estas medidas han sido realizadas a 1320 nm, con ancho de línea de la fuente de bombeo inferior a 500 KHz, siendo el umbral Brillouin en este caso de aproximadamente 8.3 mW [16]

La potencia umbral se define como aquel nivel de potencia de bombeo a la cual la potencia transmitida y la potencia retrodifundida son iguales. El valor de potencia umbral se puede expresar como:

$$P_{th} = \frac{CA_{eff}}{gL_{eff}} \quad (2.50)$$

donde g y C son respectivamente, el coeficiente de ganancia del *scattering* y una constante que depende del proceso que estemos considerando. Así por ejemplo, en el caso del proceso SBS, el valor de la ganancia Brillouin g_B es de $\simeq 5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$, y la constante C_B tiene un valor de 21. En el caso del proceso SRS la ganancia Raman g_R es de $\simeq 1 \cdot 10^{-13} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$, pero el valor de la constante es diferente en el caso co-propagante al bombeo (16) y contra-propagante al bombeo (20) [1].

Esta diferencia entre los niveles de potencia umbral para cada uno de los procesos inelásticos da lugar a la existencia de una serie de diferencias importantes entre ambos, y que son debidas principalmente a la diferente naturaleza de los fonones generados.

Podemos resumir estas diferencias en:

1. El umbral de potencia para la misma fibra a partir del cual se produce el efecto Raman es dos órdenes de magnitud mayor que para el efecto Brillouin. Este hecho surge como consecuencia de la mayor eficiencia del efecto Brillouin.
2. La onda Stokes para el efecto Brillouin sólo se propaga en sentido contra-propagante al sentido de la onda de bombeo. Sin embargo, en el efecto Raman la amplificación puede producirse en ambos sentidos, pero el proceso es más eficiente en el sentido co-propagante, ya que el umbral para este sentido es un 20 % menor que para el sentido contra-propagante.
3. El efecto Brillouin está condicionado por las características de coherencia de la fuente de bombeo, es decir, de la anchura espectral de línea, mientras que el efecto Raman es razonablemente independiente del ancho espectral de la fuente utilizada, siempre que éste no sea inferior a un valor de ~ 0.5 nm.
4. Mientras que en el efecto Raman los fotones generados presentan un desplazamiento de frecuencia respecto de la onda de bombeo de 13.2 THz (ver figura 2.6), los fotones generados en el efecto Brillouin lo hacen a una frecuencia comprendida entre 10 y 13 GHz dependiendo de la fibra en cuestión y de la longitud de onda de la señal de bombeo (ver figura 2.6). Además, el espectro de ganancia del efecto Raman tiene una extensión de varios terahertzios mientras que el espectro de ganancia típico del efecto Brillouin está comprendido entre los 10 y los 50 MHz.

2.4.1. *Scattering* Raman estimulado, SRS

Desde un punto de vista mecánico-cuántico, en el *scattering* Raman en fibra óptica un fotón con una determinada energía (de color azul oscuro en la figura 2.7) es aniquilado para generar otro fotón de energía menor y por ello de menor frecuencia (de color rojo en la figura 2.7) y un fonón de energía adecuada para permitir a la molécula de sílice tener una transición molecular entre dos modos vibracionales. Desde el punto de vista electromagnético, que es el que hemos seguido hasta el momento, este proceso por el que se transfieren fotones a una onda de frecuencia inferior es tratado a partir de la contribución molecular (no instantánea) a la susceptibilidad de orden tres.

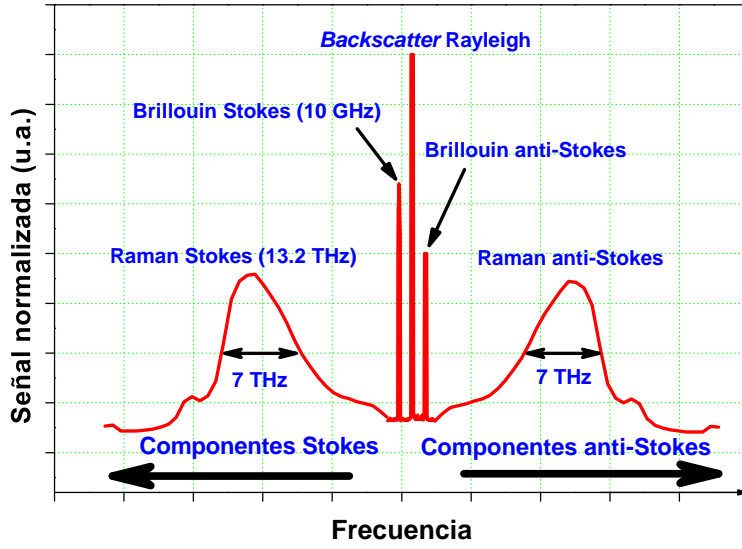


Figura 2.6: Representación de la señal de *backscatter* lineal Rayleigh y de las señales de *scattering* no lineal inelástico: Raman y Brillouin. La anchura espectral de la curva Raman es elevada, del orden 7 THz, mientras que la curvan referida al Brillouin es espectralmente muy estrecha, del orden de las decenas de megahertzios. Por otra parte, la separación del máximo de ganancia Raman respecto de la onda de bombeo es de aproximadamente 13.2 THz, mientras que en el Brillouin esta separación frecuencial se encuentra comprendida entre los 10 GHz, para una longitud de onda de la señal de bombeo de 1550 nm, y los 13 GHz, para una longitud de onda de la señal de bombeo de 1300 nm

Para la descripción matemática del proceso SRS vamos a considerar dos ecuaciones de propagación, una para cada una de las ondas involucradas en el proceso, que supondremos co-propagantes, pero que pueden ser contra-propagantes, y que presentan diferente frecuencia, de forma que $\omega_s < \omega_p$. En este caso, las ecuaciones que gobiernan la propagación de estas dos ondas son [1]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_s}{\partial t} + j \frac{\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_s = \\ = j \gamma_s (1 - f_R) \left(|A_s|^2 + 2 |A_p|^2 \right) A_s + R_s(z, t) \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_p}{\partial t} + j \frac{\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_p = \\ = j \gamma_p (1 - f_R) \left(|A_p|^2 + 2 |A_s|^2 \right) A_p + R_p(z, t) \end{aligned} \quad (2.52)$$

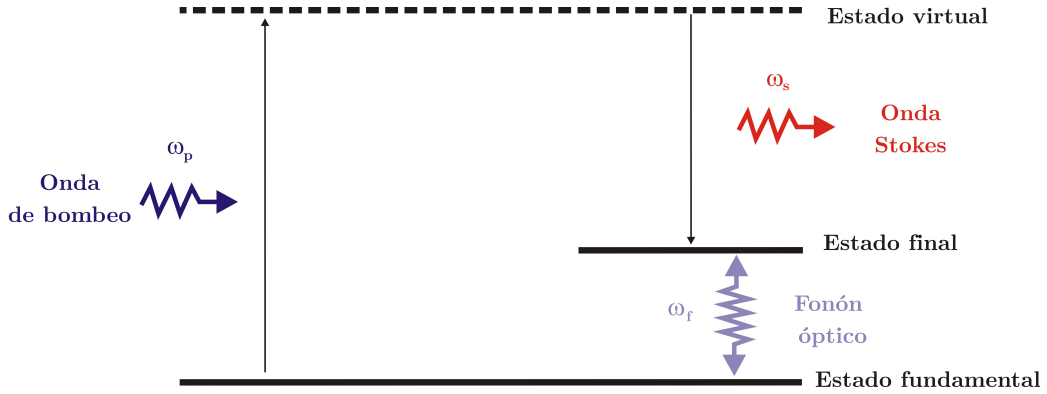


Figura 2.7: Representación esquematizada del proceso SRS en cuanto a niveles electrónicos

donde el término $|A_s|^2$ de la ecuación 2.51 se corresponde con el desfase no lineal introducido por el fenómeno SPM de la onda Stokes, mientras que el término $2|A_p|^2$ en la misma ecuación se corresponde con el desfase no lineal introducido por XPM de la onda de bombeo sobre la onda Stokes. El sentido físico de los términos $|A_p|^2$ y $2|A_s|^2$ presentes en la ecuación 2.52 es el mismo que para la ecuación 2.51. En este caso, el primero de los términos corresponde con la SPM generada por la onda de bombeo, mientras que el segundo representa la XPM generada por la onda Stokes sobre la onda de bombeo.

Por otra parte, los términos R_p y R_s presentes en las ecuaciones 2.51 y 2.52 podemos escribirlos como:

$$\begin{aligned}
 R_p(z, t) = & j\gamma_p f_R A_p(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t-t') \left(|A_p(z, t')|^2 + |A_s(z, t')|^2 \right) dt' + \\
 & + j\gamma_p f_R A_s(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t-t') A_p(z, t') A_s^*(z, t') \exp(j\Omega_{ps}(t-t')) dt' \quad (2.53)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R_s(z, t) = & j\gamma_s f_R A_s(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t-t') \left(|A_s(z, t')|^2 + |A_p(z, t')|^2 \right) dt' + \\
 & + j\gamma_s f_R A_p(z, t) \int_{-\infty}^t h_{\parallel}(t-t') A_s(z, t') A_p^*(z, t') \exp(j\Omega_{ps}(t-t')) dt' \quad (2.54)
 \end{aligned}$$

en donde hemos denominado Ω_{ps} a la diferencia de frecuencia entre las dos ondas involucradas en el proceso: la onda de bombeo y la onda Stokes. Por otra parte, hemos denominado $h_{\parallel}(t)$ a la respuesta Raman, suponiendo que las dos ondas son co-propagantes. El valor de la respuesta Raman para ondas co-propagantes es [17]:

$$h_{\parallel}(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) \quad (2.55)$$

donde τ_1 y τ_2 son dos constantes temporales que han sido calculadas de forma que se logre un buen ajuste sobre el espectro de ganancia Raman real. Sus valores son $\tau_1=12.2$ fs y $\tau_2 = 32$ fs [17]. El valor de la curva de respuesta temporal Raman se encuentra representado en la figura 2.8.

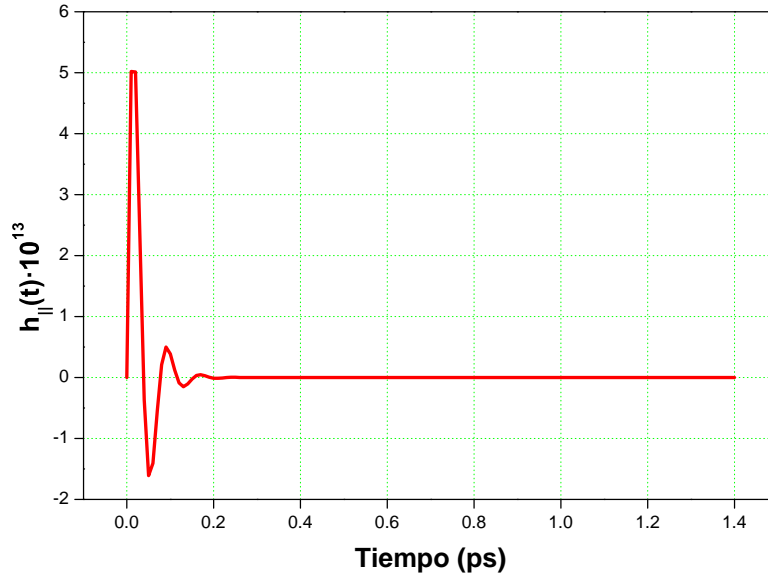


Figura 2.8: Simulación de la curva de respuesta Raman en el dominio temporal para la dirección co-propagante

Sobre esta respuesta es importante destacar que está normalizada, de modo que:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h_{\parallel}(t) dt = 1 \quad (2.56)$$

Otra consideración a tener en cuenta es que para pulsos con más anchura temporal de 1 ps, podemos suponer que A_p y A_s varían poco en el rango de tiempos en el que h_{\parallel} tiene valores significativos. Podemos hacer esta misma suposición en el caso de trabajar en onda continua. En ambos casos, podemos suponer que A_p y A_s son constantes, con lo que las nuevas expresiones simplificadas para R_p y R_s serán:

$$R_s(z, t) = j\gamma_s f_R \left[(|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_s + \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps}) A_s |A_p|^2 \right] \quad (2.57)$$

$$R_p(z, t) = j\gamma_p f_R \left[(|A_p|^2 + 2|A_s|^2) A_p + \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{sp}) A_p |A_s|^2 \right] \quad (2.58)$$

donde $\tilde{h}_{\parallel}(\Omega)$ es la transformada de Fourier de $h_{\parallel}(t)$. En estas condiciones podemos reescribir la ecuación 2.51 y la ecuación 2.52 como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + j \frac{\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_s = \\ = j\gamma_s \left[|A_s|^2 + 2|A_p|^2 \right] A_s + j\gamma_s f_R \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps}) |A_p|^2 A_s \end{aligned} \quad (2.59)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + j \frac{\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_p = \\ = j\gamma_p \left[|A_p|^2 + 2|A_s|^2 \right] A_p + j\gamma_p f_R \tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{sp}) |A_s|^2 A_p \end{aligned} \quad (2.60)$$

Observando estas dos últimas ecuaciones vemos que en los segundos términos de ambas, la contribución Raman introduce un desfase no lineal que se añade a los desfases no lineales producidos por los efectos SPM y XPM, así como un término de ganancia o atenuación no lineal, que de forma efectiva se traduce en la transferencia de potencia desde la onda de mayor frecuencia a la de menor. Es precisamente la parte real de $\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps})$ el término que introduce el desfase no lineal, mientras que la parte imaginaria es la encargada de generar la ganancia o atenuación no lineal. El hecho de que se produzca una transferencia de potencia de la onda de mayor frecuencia a la de menor puede demostrarse matemáticamente debido a que la función $h_{\parallel}(t)$ es real, y esto implica que su transformada de Fourier $\tilde{h}_{\parallel}(\Omega)$ es hermítica [5], y por lo tanto se verifica que $\Im[\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps})] = -\Im[\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{sp})]$, siendo $\Im[\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps})] < 0$. En la figura 2.9 se encuentra representada la parte imaginaria de la transformada de Fourier de la respuesta Raman para los valores de $\tau_1 = 12.2$ fs y $\tau_2 = 32$ fs. Se puede observar que la función es hermítica ($h_{\parallel}(t)$ es real), y que existen dos bandas, una de ganancia, a frecuencias inferiores a la señal de bombeo (banda Stokes) y otra de atenuación a frecuencias superiores a la de la onda de bombeo (banda anti-Stokes).

Las relaciones de amplificación/atenuación no lineal pueden verse con mayor claridad considerando las ecuaciones de intensidad óptica para las dos ondas, suponiendo ambas continuas:

$$\frac{dI_s}{dz} = \frac{1}{A_{eff}} \left(A_s \frac{dA_s^*}{dz} + A_s^* \frac{dA_s}{dz} \right) = -\alpha I_s + g_R(\Omega_{ps}) I_s I_p \quad (2.61)$$

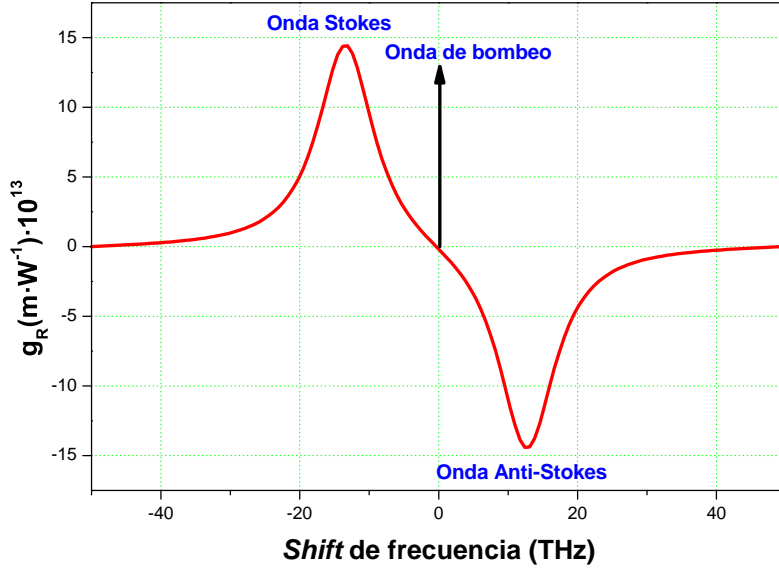


Figura 2.9: Simulación de la parte imaginaria de la transformada de Fourier de la respuesta Raman para la dirección co-propagante

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{1}{A_{eff}} \left(A_p \frac{dA_p^*}{dz} + A_p^* \frac{dA_p}{dz} \right) = -\alpha I_p + \frac{\omega_p}{\omega_s} g_R(\Omega_{ps}) I_p I_s \quad (2.62)$$

donde hemos denotado $g_R(\Omega_{ps})$ a la expresión:

$$g_R(\Omega_{ps}) = -2\gamma_s A_{eff} f_R \Im[\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{sp})] \quad (2.63)$$

En cuanto a la ecuación 2.63 nos gustaría mencionar dos aspectos que consideramos importantes. El primero es que a la vista de la ecuación podríamos pensar que el coeficiente de ganancia Raman es dependiente del área efectiva de la fibra, pero sin embargo no lo es debido a la dependencia inversa que tiene el coeficiente no lineal γ con el área efectiva. Y, en segundo lugar, el signo negativo que figura en la expresión da lugar a que la ganancia Raman existente para la frecuencia Stokes desde la onda de bombeo (teniendo la onda de bombeo una frecuencia superior a la onda Stokes) sea positivo ya que $\Im[\tilde{h}_{\parallel}(\Omega_{ps})] < 0$. Justamente ocurre lo contrario si se considera la transición inversa, esto es, de transferencia de ganancia desde la onda de menor frecuencia a la de mayor: el efecto sobre la onda de mayor frecuencia es una ganancia negativa o atenuación.

Las ecuaciones 2.61 y 2.62 pueden resolverse fácilmente considerando el caso habitual en el que la intensidad de la onda de bombeo sea mucho mayor que la intensidad

de la onda Stokes ($I_p \gg I_s$). Bajo este supuesto es posible expresar la evolución de la intensidad de la señal Stokes como:

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(g_R I_p L_{eff} - \alpha L) \quad (2.64)$$

donde se observa que la señal Stokes es amplificada exponencialmente por la ganancia Raman en función de la intensidad del bombeo I_p . La otra posibilidad que cabe admitir es que la onda Stokes presente una intensidad mucho mayor que la señal de frecuencia más alta ($I_s \gg I_p$). En este caso obtendremos la evolución de la intensidad de la onda de bombeo como [2]:

$$I_p(L) = I_p(0) \exp(-g_R I_s L_{eff} - \alpha L) \quad (2.65)$$

donde como vemos, la señal es atenuada de forma exponencial por la presencia del bombeo.

En nuestro laboratorio se ha medido experimentalmente el espectro de la ganancia/atenuación Raman para una configuración señal-bombeo contra-propagantes [7]. Para la realización de esta medida se ha usado el montaje experimental que mostramos en la figura 2.10 [7], en la que el bombeo y la señal están separados en los extremos a través de dos acopladores. El SRS se produce entre las dos señales ópticas, siendo la onda de bombeo mucho más potente que la señal.

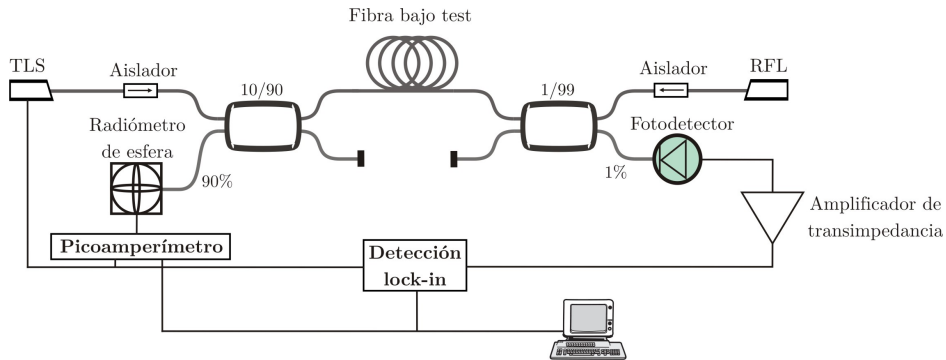


Figura 2.10: Montaje experimental realizado para la medida de ganancia Raman [7]. RFL: láser en fibra Raman, TLS: fuente láser sintonizable

Para la obtención de la curva de ganancia/atenuación del efecto Raman en banda ancha (en un amplio rango de longitudes de onda), se utilizaron diferentes láseres de cavidad sintonizables en longitud de onda para generar la señal [7]. Estos láseres sintonizables cubren el rango de longitudes de onda comprendido entre 1250 y 1650 nm, y solapan unos con otros (1250-1380, 1330-1470, 1410-1550 y 1510-1650 nm). Con

este rango de longitudes de onda se asegura el estudio tanto de la curva de ganancia, como de la curva de atenuación Raman. En este experimento, el bombeo se obtiene de un láser Raman en fibra con una longitud de onda de emisión a 1455 nm y una potencia sintonizable entre 0-2 W, y ancho espectral de 1.2 nm (el mismo que hemos empleado en el estudio de la mejora del sensor Brillouin con amplificación Raman de primer orden que describimos en el capítulo 5).

Los láseres sintonizables utilizados en este montaje experimental emiten luz continua y polarizada, mientras que el láser Raman en fibra emite luz continua despolarizada, y todos los instrumentos de medida son controlados por puerto GPIB con un ordenador. Con el objetivo de minimizar las inevitables reflexiones, todos los conectores del experimento son conectores en ángulo (FC-APC).

El bombeo se introduce en la fibra óptica a través de un acoplador de banda ancha con una relación de acoplo 1/99, mientras que la señal de los láseres sintonizables se introduce mediante otro acoplador de relación 10/90. Los aisladores a la salida de ambos láseres evitan que las posibles reflexiones de luz vuelvan a las fuentes ópticas y produzcan inestabilidades y averías.

Tanto la potencia de la señal como la del bombeo son medidas con un radiómetro de esfera integradora y un fotodetector. Para ello se ha medido por una parte la potencia de señal (desconectando la señal de bombeo). A esta potencia se le ha denominado potencia de referencia $P_{bombeo=0}(\lambda)$ y por otra parte, la potencia de señal con el bombeo conectado se le ha denominado señal de referencia $P(\lambda)$. Para la realización de esta medida experimental es necesario tener en cuenta la potencia reflejada del láser Raman, y que de forma inevitable entra en la fibra y llega hasta el detector. A esta potencia se le ha denominado como $P_{backscatter}$ y es necesario restarla de la potencia total registrada, ya que en última instancia no produce amplificación Raman, razón por lo que la potencia efectiva que produce amplificación Raman es exactamente la que se introduce en la fibra óptica y que proviene del láser Raman en fibra, menos la cantidad de potencia retrodifundida por la fibra y que también ha sido generada por el láser Raman en fibra. Esta medida se realizó para un rango de longitudes de onda comprendido desde 1250 hasta 1650 nm, a intervalos de 5 nm [7].

Con estas medidas de potencia es posible evaluar el factor de ganancia Raman G para cada longitud de onda:

$$G(\lambda) = 10 \log \left(\frac{P(\lambda, L) - P_{backscatter}}{P_{bombeo=0}(\lambda, L)} \right) \quad (2.66)$$

La fibra que se ha medido de forma experimental es una fibra de dispersión desplazada de 11.6 km de longitud, con coeficiente de atenuación es 0.2 dB/km. Los resultados se muestran en la figura 2.11 [7].

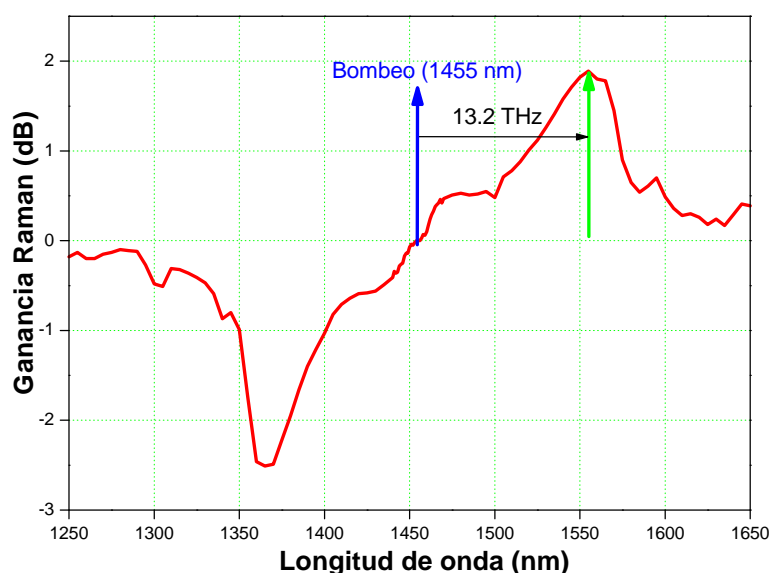


Figura 2.11: Medida experimental del espectro de ganancia Raman on-off de una fibra DSF de 11.6 km de longitud con coeficiente de atenuación de 0.2 dB/km, entre 1250 y 1650 nm con una *step* de 5 nm, con una potencia de bombeo de 0.95 W a una longitud de onda de 1455 nm [7]

El umbral de potencia de entrada en la fibra a partir del cual se produce el efecto Raman puede estimarse suponiendo una cierta distribución espectral de ruido a la entrada de la fibra, y que proviene de la propia fuente de luz. Este umbral ya lo indicamos con anterioridad en la ecuación 2.50, y como dijimos, está afectado por una constante que es diferente para las configuraciones co-propagante y contra-propagante. El valor para la primera es de 16 y para la segunda 20. También indicamos que el umbral de potencia para la generación de amplificación Raman depende del tipo de fibra por dos razones: depende de su área efectiva, así como de su atenuación (a través del parámetro longitud efectiva). Para una fibra de dispersión desplazada (DSF), con los siguientes parámetros típicos: $L_{eff} \simeq 22$ km, $A_{eff} \simeq 50 \mu\text{m}^2$, $g_R \simeq 1 \cdot 10^{-13} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$, este umbral resulta ser de ~ 360 mW, para la configuración co-propagante. Cabe pensar que este umbral de potencia es elevado para los sistemas de comunicaciones basados en fibra óptica habituales, los cuales no suelen presentar una potencia superior a los 10 mW [1]. Sin embargo, este umbral de potencia ha sido estimado bajo el supuesto de

una distribución de ruido a la entrada. En presencia de señales con longitud de onda adecuada el umbral de potencia baja de forma considerable hasta valores del orden de los 100 mW [2].

Considerando únicamente el SRS como un fenómeno de amplificación, el espectro de ganancia típico para una fibra convencional de telecomunicaciones es el que está representado en la figura 2.12. Observamos que el espectro de ganancia se distribuye en una banda de aproximadamente 18 THz, presentándose el máximo de ganancia a 13.2 THz respecto a la frecuencia de la onda de bombeo que lo genera. El ancho de banda a 3 dB de la ganancia es aproximadamente de 7 THz, que es equivalente a una banda de amplificación significativa de 55 nm con el bombeo situado a 1455 nm [7].

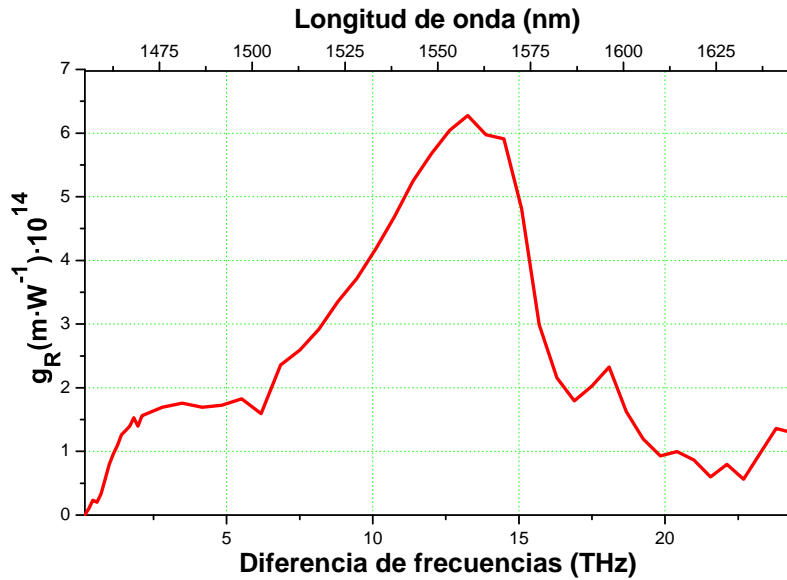


Figura 2.12: Medida experimental del espectro de ganancia Raman en una fibra de dispersión desplazada. En este caso se bombea en 1455 nm con lo que el máximo de ganancia aparece aproximadamente en 1560 nm. Como se puede apreciar hay una ganancia significativa sobre un intervalo de ~ 7 THz, correspondiente a unos 60 nm en estas longitudes de onda [7]

Entre las aplicaciones más interesantes del *scattering* Raman se pueden destacar la fabricación de láseres, que se les suele denominar como láseres Raman [1, 18, 19] y la fabricación de amplificadores ópticos, denominados amplificadores Raman [20]. En cuanto a la aplicación de la difusión Raman para la fabricación de láseres en fibra citaremos que se basan en la utilización de la fibra óptica como cavidad y en los extremos de la misma se añaden dos espejos. Por uno de los extremos se añade el bombeo y por el otro se obtiene la señal de bombeo y la onda Stokes. La primera vez en la que se hizo

referencia a la utilización de la difusión Raman para la implementación de láseres en fibra es del año 1972 [21]. No obstante, en esta primera implementación de una láser Raman en fibra no fue todo lo buena que cabría esperar, ya que se necesitaba una potencia umbral muy alta, aproximadamente de 500 W, debido fundamentalmente a que la longitud de fibra empleada era muy pequeña (1.9 metros). Sin embargo, en posteriores experimentos realizados con el mismo objetivo [22] se logró reducir la potencia umbral a valores de ~ 1 W, utilizando longitudes de fibra de aproximadamente 10 metros. En cuanto a los amplificadores Raman en fibra, éstos se comenzaron a desarrollar a mediados de la década de los 70 [23], pero no han tenido una importancia relativa hasta aproximadamente el año 2000, donde se han comenzado a utilizar en sistemas de comunicación por fibra óptica. Sirvan como ejemplos las referencias [24]. En el capítulo 5, exactamente describimos el empleo de amplificación distribuida Raman para la mejora del rango dinámico de los sensores BOTDA, ya que al realizar dicha amplificación distribuida, es posible trabajar con niveles de potencia más próximos a la saturación que si trabajásemos con amplificadores puntuales, como pueden ser los amplificadores de fibra dopada o los amplificadores de semiconductor.

2.4.2. *Scattering* Brillouin estimulado, SBS

El *scattering* Brillouin estimulado se produce para niveles de potencia aproximadamente dos órdenes de magnitud inferiores que el fenómeno del *scattering* Raman estimulado. El proceso se manifiesta como la generación de una onda acústica a partir del proceso físico de la electrostricción. Esta onda acústica realiza una modulación del índice de refracción del medio, produciendo un efecto similar al de una red de difracción que se propaga con la onda de bombeo que la genera, y que produce una cierta dispersión sobre ésta. La luz dispersada se transfiere a una frecuencia menor (onda Stokes), a causa del efecto Doppler asociado al movimiento de la red de difracción a la velocidad acústica propia del medio v_A . La onda Stokes generada se transmite en dirección contra-propagante a la dirección en que se propaga la onda de bombeo que la genera, portando la mayor parte de la potencia de dicha onda de bombeo una vez alcanzado el umbral necesario para la generación de SBS. Este proceso lo hemos representado de forma gráfica en la figura 2.13, en la que se han representado la onda de bombeo, las ondas acústicas que genera la onda de bombeo, y la onda Stokes que se propaga en sentido contrario a la dirección de propagación de la onda de bombeo.

Es justamente por el hecho de que el SBS produce una banda de amplificación a otra frecuencia el motivo por el que este fenómeno físico limita la potencia de canal en

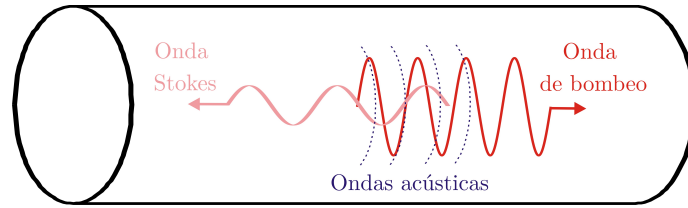


Figura 2.13: Representación esquematizada del proceso SBS en la fibra óptica

los sistemas de comunicaciones por fibra óptica. Pero este efecto tan nefasto sobre los sistemas de comunicaciones puede aprovecharse para la realización de láseres de muy poca anchura espectral [25], amplificadores Brillouin en fibra de banda estrecha [26], filtros ópticos de banda estrecha [27], además de sensores distribuidos, como el que nos ocupa en esta tesis.

Desde un punto de vista cuántico, el efecto Brillouin puede verse de una forma similar al efecto Raman. Un fotón de cierta energía (frecuencia) es aniquilado al interactuar con la molécula de sílice de la fibra para generar un fotón de energía menor y un fonón acústico con la energía y momento adecuados. En la figura 2.14 hemos ilustrado este proceso: la onda de mayor energía (onda de bombeo), que hemos representado en la figura en color rojo, interactúa con la molécula de sílice, y le transfiere a ésta parte de su energía haciendo pasar a dicha molécula a otro modo vibracional de mayor energía, mientras que otra onda presente en el proceso, es contra-propagante a la onda de bombeo, presenta una frecuencia inferior a la primera (la hemos representado en la figura de color rosa), siendo amplificada por la onda de bombeo.

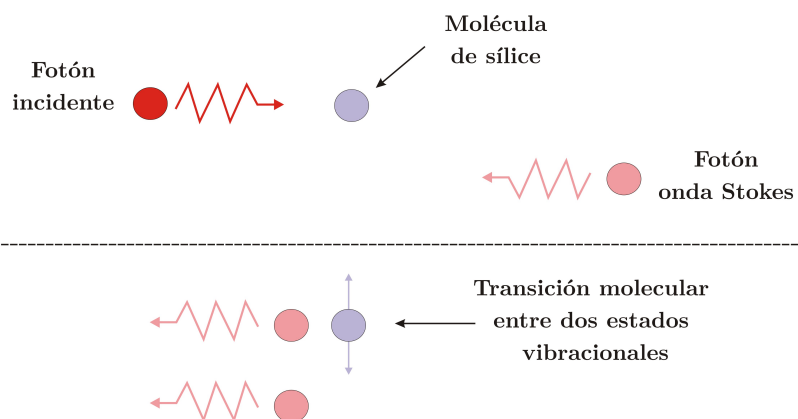


Figura 2.14: Representación esquematizada del proceso SBS

Las leyes de conservación de la energía y momento para las tres ondas involucradas en el SBS, las escribimos como:

$$\omega_p = \omega_s + \Omega_B \quad (2.67)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_B \quad (2.68)$$

donde ω_p y \vec{k}_p representan la frecuencia y el momento de la onda de bombeo, ω_s y \vec{k}_s pertenecen al fotón generado a la frecuencia Stokes, y por último, Ω_B y \vec{k}_B son la frecuencia y el momento de la onda acústica. En la figura 2.15 hemos representando gráficamente los tres vectores de onda involucrados en el proceso.

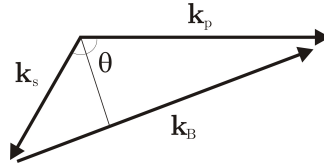


Figura 2.15: Relación entre los tres vectores de onda involucrados en el proceso SBS

Las frecuencias de la onda de bombeo y de la onda Stokes son bastante próximas, si las comparamos con la frecuencia de la onda acústica, ya que ambas se encuentran en el rango de las frecuencias ópticas. Sin embargo la frecuencia de la onda acústica es considerablemente más pequeña. Por esta razón es posible realizar la aproximación de que $|\vec{k}_p| \simeq |\vec{k}_s|$, con lo que:

$$|\vec{k}_B| = 2 |\vec{k}_p| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.69)$$

donde θ es el ángulo existente entre la dirección de propagación de la onda de bombeo y la onda Stokes. Debido a que la onda de bombeo se propaga a lo largo de la fibra óptica, θ se corresponde con el ángulo respecto del eje de simetría de la propia fibra. De la anterior ecuación se desprende que para $\theta = 0^\circ$, el vector de onda $\vec{k}_B = 0$, con lo que no se produce SBS. Sin embargo, para $\theta = 180^\circ$, el vector de onda \vec{k}_B es máximo. $\theta = 180$ indica que las onda de bombeo y Stokes son contra-propagantes, que exactamente es la dirección en la que el proceso se maximiza [28].

Por otra parte, el vector de onda es igual a la frecuencia angular dividida entre la velocidad, con lo que podemos escribir que:

$$\Omega_B = 2v_a |\vec{k}_p| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.70)$$

donde v_a es la velocidad de la onda acústica en el medio. Finalmente, es posible

calcular el *shift* de frecuencia que existe entre la onda de bombeo y la onda Stokes a partir de la pulsación angular del fonón acústico (Ω_B), mediante la expresión:

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n_p v_a}{\lambda_p} \quad (2.71)$$

ya que $k_p = 2\pi n_p/\lambda_p$, y donde λ_p es la longitud de onda del bombeo y n_p es el índice de refracción a dicha longitud de onda. Para un valor de $v_a=5.96$ km/s, un índice de refracción $n_p=1.45$ y una longitud de onda de bombeo $\lambda_p=1.55 \mu\text{m}$, el *shift* de frecuencia entre la onda de bombeo y la onda Stokes es $\nu_B \simeq 11.1$ GHz.

El proceso físico de la electrostricción es el responsable de que se produzca la difusión Brillouin. Este fenómeno (ver figura 2.16), se produce por la tendencia de los materiales dieléctricos a comprimirse en presencia de un campo eléctrico intenso. Debido a esta compresión, en el material dieléctrico aparece una cierta presión interna que se denomina presión electrostrictiva y que se relaciona con el campo eléctrico que lo genera a través de la ecuación 2.72 [4, 16]:

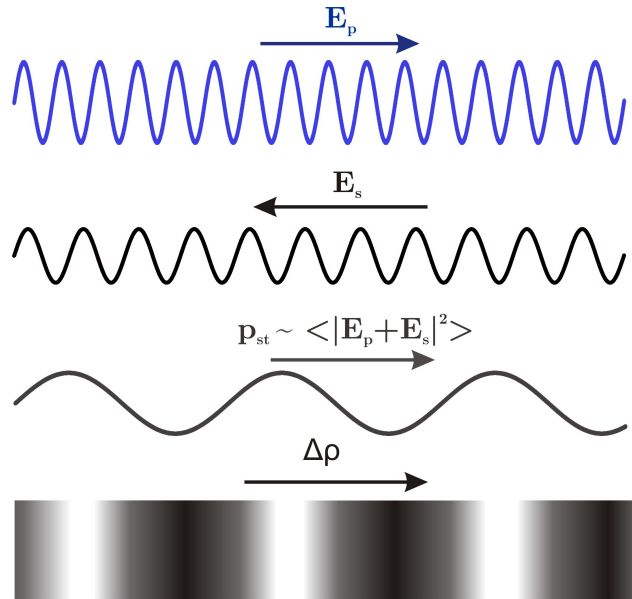


Figura 2.16: Representación esquemática del proceso de electrostricción en fibras ópticas. La presencia de forma conjunta de una onda de bombeo (\mathbf{E}_p) y una onda Stokes (\mathbf{E}_s) producen una variación de presión electrostrictiva p_{st} que se traduce en una onda sonora caracterizada por una variación local de densidad $\Delta\rho$ y por ello también de su índice de refracción efectivo n_{eff}

$$p_{st} = -\frac{1}{2}c_e \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle \quad (2.72)$$

donde c_e es la constante electrostrictiva del material, que de acuerdo con la ley de Lorentz-Lorenz [4], se puede calcular como:

$$c_e = \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{3} \quad (2.73)$$

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

$$\Delta\varepsilon = \frac{c_e}{\rho_0} \Delta\rho \quad (2.74)$$

siendo ρ_0 la densidad del material en ausencia de electrostricción. Como consecuencia de este proceso, las variaciones de densidad en el medio $\Delta\rho$ se traducen en la aparición de una onda acústica, y por ello se encuentran gobernadas por las leyes propias de la acústica [16]:

$$\frac{\partial^2 \Delta\rho}{\partial t^2} + 2\Gamma_B \frac{\partial \Delta\rho}{\partial t} - v_A^2 \nabla^2 \Delta\rho = \nabla^2 p_{st} \quad (2.75)$$

donde recordemos que p_{st} presenta una dependencia cuadrática con el campo eléctrico (ver ecuación 2.72) y Γ_B es el coeficiente de amortiguamiento acústico [16]. El efecto de la onda acústica sobre la propagación de las dos ondas ópticas presentes en la fibra se trata a través de las variaciones de la constante dieléctrica que se producen conforme a la ecuación 2.74. La componente no lineal de la polarización se calcula entonces de la forma:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \Delta\varepsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{c_e}{\rho_0} \Delta\rho(z, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2.76)$$

No obstante, la resolución matemática de forma completa del proceso de difusión Brillouin estimulada requiere la consideración de tres ecuaciones diferenciales acopladas, a saber: dos de estas ecuaciones reflejan la propagación de la onda de bombeo y de la onda Stokes, con la forma general mostrada en la ecuación 2.8, más otra ecuación adicional que nos proporciona la variación de la onda acústica a lo largo del medio (ecuación 2.75). Considerando que las polarizaciones son idénticas para las ondas de bombeo y la onda Stokes, según el vector unitario \hat{x} , podemos escribir las ecuaciones de propagación de ambos campos como se indica en la referencia [16]:

$$\mathbf{A}_p(\mathbf{r}, t) = \hat{x} \frac{1}{2} A_p(z, t) \exp(j(\omega_p t - k_p z)) + c.c. \quad (2.77)$$

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}, t) = \hat{x} \frac{1}{2} A_s(z, t) \exp(j(\omega_s t + k_s z)) + c.c. \quad (2.78)$$

Además, de forma habitual se supone que la onda acústica tiene la forma:

$$\Delta\rho(z, t) = B(z, t) \exp(j(\Omega t - k_B z)) + c.c. \quad (2.79)$$

con lo que podemos reescribir las ecuaciones acopladas en términos de las amplitudes de variación lenta de la forma [2]:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} A_p = -\frac{jk_p c_e}{4\varepsilon\rho_0} B A_s \exp(j\Delta k z) \quad (2.80)$$

$$-\frac{\partial A_s}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} A_s = \frac{jk_s c_e}{4\varepsilon\rho_0} B^* A_p \exp(-j\Delta k z) \quad (2.81)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \frac{\Gamma_B}{v_A} B + \frac{\Omega - j\Gamma_B}{\Omega v_A} \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{jk_B c_e}{2v_A^2 n\varepsilon_0 c} A_p A_s^* \exp(-j\Delta k z) \quad (2.82)$$

siendo Δk un término de desfase por unidad de longitud que se calcula como $\Delta k = k_p + k_s - k_B$. Este término de desfase es pequeño cuando la frecuencia de la onda acústica es cercana al desplazamiento Brillouin de la fibra considerada ($\Omega \simeq \Omega_B$). Es precisamente en estos casos cuando se produce una amplificación significativa de la onda Stokes, mientras que en el resto de los casos la acumulación de este desfase a lo largo de la distancia de fibra hace que la amplificación Brillouin sea menos eficiente. Por ello es importante resaltar que sólo se produce amplificación de forma significativa de la onda Stokes cuando la diferencia entre la frecuencia de dicha onda Stokes y la onda de bombeo es cercana al desplazamiento Brillouin propio de la fibra en cada punto de la misma. La forma del espectro de ganancia Brillouin puede deducirse a partir de las ecuaciones 2.81 - 2.82 anulando la dependencia temporal ($\partial/\partial t = 0$). En este caso es inmediato obtener la expresión de la amplitud de la onda acústica y sustituirla en las ecuaciones de propagación de las dos ondas ópticas. La ecuación que gobierna la onda acústica en función de la distancia es [16]:

$$\begin{aligned}
 B(z) &= -\frac{jk_B c_e}{2v_A \Gamma_B n \varepsilon_0 c} A_p A_s^* \frac{\exp(-j\Delta k z)}{1 - j(\Delta k v_a / \Gamma_B)} \\
 &= -\frac{jk_B c_e}{2v_A \Gamma_B n \varepsilon_0 c} A_p A_s^* \frac{\exp(-j\Delta k z)}{1 - j(2\Delta\nu / \Delta\nu_B)}
 \end{aligned} \tag{2.83}$$

donde $\Delta\nu_B = \Gamma_B / \pi$ es el ancho a mitad de altura de la curva de ganancia Brillouin.

Mientras que las ecuaciones que gobiernan las ondas de bombeo y Stokes en función de la distancia son:

$$\frac{dA_p}{dz} = -\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{|A_s|^2}{1 - 2j(\Delta\nu / \Delta\nu_B)} A_p - \frac{\alpha}{2} A_p \tag{2.84}$$

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{|A_p|^2}{1 + 2j(\Delta\nu / \Delta\nu_B)} A_s + \frac{\alpha}{2} A_s \tag{2.85}$$

donde $\Delta\nu$ es la separación de la frecuencia de la onda Stokes respecto a la frecuencia correspondiente al desplazamiento Brillouin, o matemáticamente, $\Delta\nu = \nu_p - (\nu_B + \nu_s)$, siendo ν_B el desplazamiento Brillouin y ν_s la frecuencia de la onda Stokes, y valores típicos de estos dos parámetros para fibras estándar son $\nu_B \simeq 10 - 12$ GHz, y $\Delta\nu_B \simeq 30 - 50$ MHz. Por otra parte, g_B es el valor máximo de la ganancia Brillouin y tiene el valor indicado en la ecuación 2.86 [2,29], sin tener en cuenta el efecto de la polarización de la señal sobre dicho valor máximo de ganancia. Este hecho lo consideraremos más adelante:

$$g_B = \frac{qk c_e^2}{4\varepsilon \Gamma_B v_A \rho_0 n \varepsilon_0 c_0} = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c_0 \lambda_p \rho_0 v_A \Delta\nu_B} \tag{2.86}$$

donde p_{12} es el coeficiente elasto-óptico longitudinal y donde $c_e = n^4 \varepsilon_0 p_{12}$.

A partir de las ecuaciones 2.84 y 2.85, y con un procedimiento semejante al que hemos llevado a cabo con las ecuaciones acopladas para el efecto Raman, es directa la obtención del modelo de intensidad de las ondas de bombeo y Stokes [16]:

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha I_p - g_B(\Delta\nu) I_s I_p \tag{2.87}$$

$$\frac{dI_s}{dz} = \alpha I_s - g_B (\Delta\nu) I_p I_s \quad (2.88)$$

donde $g_B (\Delta\nu)$ es el espectro de la ganancia Brillouin, que tiene forma lorentziana [16]:

$$g_B (\Delta\nu) = g_B \frac{(\Delta\nu_B)^2}{(\Delta\nu)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} \quad (2.89)$$

Observando la ecuación 2.87 y la ecuación 2.88 es posible comprobar que en ausencia de pérdidas ($\alpha = 0$), se verifica que $d(I_p - I_s)/dz = 0$, lo que implica que la diferencia $I_p - I_s$ se mantiene constante a lo largo de toda la fibra, tal y como se puede observar en el resultado de la simulación que mostramos en la figura 2.17. Esta simulación la hemos realizado para una relación de potencias de la onda de bombeo y Stokes en $z = 0$ de valor $I_s(z = 0)/I_p(z = 0) = 0.435$, longitud total de fibra de 20 km, con atenuación que podemos suponer como $\alpha = 0$, aunque en la simulación se ha utilizado un valor de $\alpha = 1 \cdot 10^{-11}$ dB/km (para evitar la división entre cero), y valor de la ganancia Brillouin $g_B = 5 \cdot 10^{-11}$ m·W⁻¹. Se puede observar en dicha representación que la relación entre las potencias de bombeo y Stokes se mantiene constante en todos los puntos de la fibra.

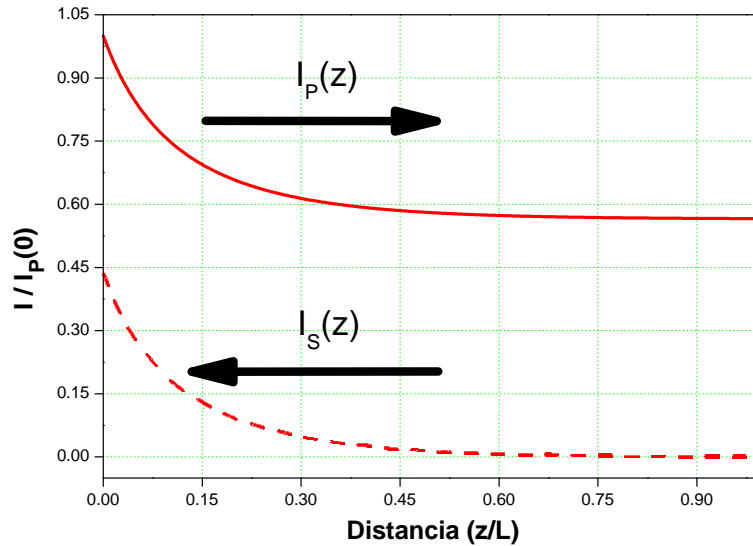


Figura 2.17: Representación teórica de las intensidades de la onda de bombeo y Stokes normalizadas con la intensidad de la onda de bombeo en $z = 0$ y en ausencia de pérdidas en la fibra ($\alpha = 0$)

En la ecuación 2.87 y en la ecuación 2.88 se asume de forma implícita que las ondas de bombeo y Stokes están linealmente polarizadas en la misma dirección a lo largo de

toda la fibra óptica, lo cual solo es cierto en el caso de que se utilice fibra mantenedora de polarización. En el caso de utilizar fibra estándar de telecomunicación, para que se cumpla esta condición, es necesario introducir sistemas que permitan realizar el ajuste de polarización, tal y como describiremos en los capítulos 4 y 5.

Bajo el supuesto de que no existe agotamiento de bombeo, que describiremos en la siguiente sección, el valor de la potencia de la onda Stokes en $z = 0$ (onda que recordemos se introduce en $z = L$), se obtiene a partir de la ecuación 2.88, suponiendo un decaimiento exponencial de la intensidad de la señal de bombeo con la distancia debido a la atenuación ($I_p(z) = I_p(0) \cdot \exp(-\alpha z)$). En estas condiciones, la intensidad de la onda Stokes en $z = 0$ será:

$$I_s(0) = I_s(L) \exp\left(\frac{g_B(\Delta\nu) P_0 L_{eff}}{A_{eff}} - \alpha L\right) \quad (2.90)$$

donde $P_0 = I_p(0) A_{eff}$ es la potencia de bombeo en el extremo de entrada de la fibra. En la ecuación 2.90 es posible apreciar que la onda Stokes, que por ser una onda contra-propagante a la onda de bombeo, crece de forma exponencial en la dirección de z decreciente debido a la amplificación Brillouin.

En cuanto a la potencia umbral, a diferencia del efecto Raman (ecuación 2.50), en el efecto Brillouin depende fuertemente del ancho de línea de la fuente empleada como bombeo [30], siendo menor este umbral cuanto menor sea el ancho de línea de la fuente empleada, tal y como se muestra en la ecuación 2.91. El efecto Brillouin se produce en las fibras a partir de una potencia de bombeo de aproximadamente 1 mW, lo que da una idea de la eficiencia de la interacción [2].

$$P_{th} = \frac{21 A_{eff}}{g_B L_{eff}} \left(1 + \frac{\Delta\nu_s}{\Delta\nu_B}\right) \quad (2.91)$$

Debido a que el umbral para que se produzca el efecto Brillouin en fibras ópticas es muy bajo, es un efecto dominante sobre otros en las fibras ópticas. Por este motivo es importante conocer qué implicaciones tiene este efecto en los actuales sistemas de comunicaciones ópticas. En el apartado positivo, como ya hemos mencionado con anterioridad, hay que resaltar que el *scattering* Brillouin se ha utilizado en investigación con varios fines, una vez que se han ido comprendiendo sus fundamentos físicos. En este sentido, como ya hemos citado, ha sido utilizado para el desarrollo de amplificadores de banda estrecha [26], para realizar filtrado de banda estrecha [27], por ejemplo para el desarrollo de analizadores de espectro óptico de alta resolución (*Brillouin Optical Spectrum Analyzer*, BOSA) [31, 32], y también para el desarrollo de sensores distribui-

dos de fibra óptica válidos para la medida del *strain* y la temperatura, como el que nos ocupa en este trabajo de tesis.

En los antiguos sistemas de comunicación de fibra óptica que empleaban láseres Fabry-Perot de espectro ancho, el efecto Brillouin resultaba una limitación marginal, precisamente porque el ancho de línea de la fuente era suficientemente alto como para que no se produjese Brillouin en la fibra por el elevado valor de la potencia umbral necesaria para generar este fenómeno (ver ecuación 2.91). Sin embargo, en los sistemas de comunicación por fibra óptica actuales, que emplean láseres de semiconductor de muy bajo ancho de línea y modulación externa, el efecto Brillouin supone una limitación indeseable a la potencia útil que puede ser inyectada en el canal, con la consiguiente limitación en alcance que ello supone. Por suerte resulta sencillo evitar el efecto Brillouin, si así se desea. Es suficiente con ensanchar ligeramente el espectro efectivo del láser empleado, para de este modo elevar la potencia umbral necesaria para la aparición de este fenómeno. En este sentido, una de las soluciones de mayor éxito es modular la cavidad del láser con una señal de frecuencia ligeramente superior que el ancho espectral de ganancia Brillouin [2].

2.4.2.1. Agotamiento del bombeo Brillouin y saturación de la ganancia Brillouin

Cuando la onda de bombeo y la onda Stokes se propagan en sentidos opuestas en el interior de la fibra óptica, y además se supera el umbral de potencia para la generación de SBS, una gran parte de la potencia de la señal de bombeo se transfiere a la onda Stokes, en el caso de que la diferencia de frecuencias entre ambas señales se corresponde con el *shift* de frecuencia Brillouin para esa fibra (ν_B). Para tener en cuenta el agotamiento del bombeo es necesario resolver de forma completa las ecuaciones 2.87 y 2.88. La solución general a las mismas se encuentra referenciada en [1], y es de la forma:

$$I_s(z) = \frac{b_0(1-b_0)}{G(z)-b_0} I_p(0) \exp(-\alpha z) \quad (2.92)$$

$$I_p(z) = \frac{(1-b_0)G(z)}{G(z)-b_0} I_p(0) \exp(-\alpha z) \quad (2.93)$$

donde

$$G(z) = \exp[(1-b_0)(g_0/\alpha)[1-\exp(-\alpha z)]] \quad (2.94)$$

$$b_0 = I_s(0)/I_p(0) \quad (2.95)$$

$$g_0 = g_B I_p(0) \quad (2.96)$$

El parámetro b_0 cuantifica la eficiencia del proceso de transferencia de potencia desde la onda de bombeo hacia la onda Stokes. Por otra parte, el parámetro g_0 es la ganancia en pequeña señal, es decir, sin la existencia de saturación en el proceso SBS. La ecuación 2.92 y la ecuación 2.93 describen la variación de las intensidades de las ondas de Stokes y bombeo respectivamente a lo largo de la fibra óptica cuando se está produciendo ganancia Brillouin, con una señal Stokes en $z = L$ y bombeo incidente en $z = 0$.

En la figura 2.18 mostramos una simulación de la variación de intensidad de las ondas de bombeo y Stokes para tres valores diferentes de potencia de señal de entrada, que se corresponden con valores $b_{in} = I_s(L)/I_p(0)$ de 0.001, 0.005 y 0.01 respectivamente. Para realizar esta simulación hemos supuesto que $\alpha L = 0.921$, con $\alpha = 0.2$ dB/km (valor típico de atenuación para fibras estándar a una longitud de onda de 1550 nm) y $L = 20$ km, $g_0 L = 10$ ($g_0 = 0.5$), lo que supone una amplificación del orden de $\sim 2.2 \cdot 10^4$.

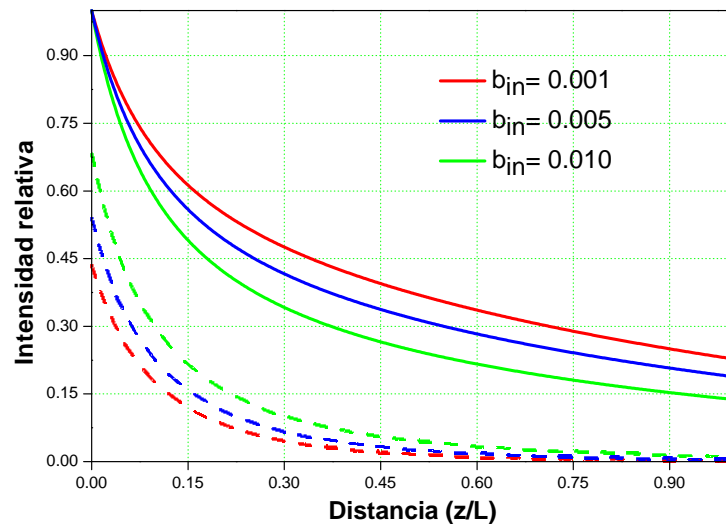


Figura 2.18: Variación relativa de intensidad (normalizada respecto a la intensidad de entrada del bombeo) de la onda de bombeo y la onda Stokes a lo largo de la fibra para una intensidad relativa (en $z = L$) de 0.001 (roja), 0.005 (azul) y 0.010 (verde). Las curvas continuas corresponden a las variaciones propias de las ondas de bombeo y las curvas discontinuas corresponden con las variaciones propias de las ondas Stokes. Estos resultados han sido simulados teniendo en cuenta el desarrollo teórico mostrado en [1]

En ciertas condiciones, puede ocurrir que la transferencia de energía de la onda de bombeo a la onda de Stokes sea excesivamente grande. Si esto ocurre, se dice que existe agotamiento del bombeo, ya que por transferir dicha onda de bombeo tanta cantidad de energía a la onda Stokes en los primeros kilómetros, la misma se queda sin energía, se agota. Si esto ocurre, a partir del punto en el que se ha producido el agotamiento del bombeo, se dejará de tener ganancia por SBS.

Por otra parte, la característica de saturación de los sistemas basados en amplificación por SBS se obtiene a partir de la ecuación 2.92, definiendo los valores de saturación de ganancia y de ganancia no saturada como se indica en la referencia [1]:

$$G_S = \frac{I_s(0)}{I_s(L)} = \frac{b_0}{b_{in}} \quad (2.97)$$

$$G_A = \exp(g_0 L_{eff}) \quad (2.98)$$

En la figura 2.19, obtenida de la referencia [1], se muestran curvas de saturación normalizadas a la ganancia no saturada (G_S/G_A), para diferentes valores de G_A .

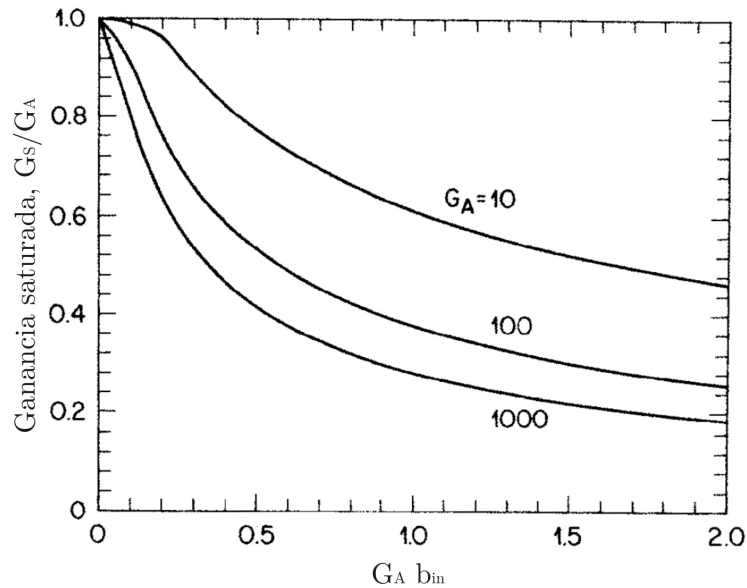


Figura 2.19: saturación de la ganancia Brillouin para diferentes valores de ganancia en ausencia de saturación G_A . El valor del parámetro b_{in} es la potencia de entrada a la fibra de la señal Stokes normalizada con la potencia de la onda de bombeo en $z = 0$ [1]

En esta representación se puede observar que el valor de la ganancia Brillouin cae a la mitad por saturación cuando $G_A b_{in} \simeq 0.5$, estando G_A en el rango de los 20-30 dB (en la figura 2.19 $G_A = 100$ y $G_A = 1000$), condición que para esas ganancias se

cumple aproximadamente cuando la potencia de la señal amplificada es del orden del 50 % de la potencia de bombeo que se introduce en la fibra. Valores típicos de señal para producir la saturación de los amplificadores Brillouin es de ~ 1 mW.

Capítulo 3

Sensores distribuidos de fibra óptica

La aplicación fundamental para la que se utiliza la fibra óptica es el desarrollo de sistemas de comunicación de muy alta velocidad, ya que permite la transmisión de muy altas tasas binarias (próximas a los 100 Gbps), siendo posible realizar el multiplexado de señales en frecuencia. Además, es posible lograr grandes alcances sin necesidad de utilizar amplificadores debido a que la atenuación en las fibras ópticas más modernas es muy pequeña, del orden de 0.2 dB/km para una longitud de onda de emisión próxima a 1550 nm. Pero también es posible la utilización de la fibra óptica para otras aplicaciones como es el campo de los sensores. En este capítulo se hace una descripción de algunos de los sensores distribuidos de fibra óptica, tanto basados en propagación lineal como son la Reflectometría Óptica en el Dominio del Tiempo (*Optical Time Domain Reflectometry*, OTDR), la Reflectometría Óptica en el Dominio de la Frecuencia (*Optical Frequency Domain Reflectometry*, OFDR) y la Reflectometría Óptica Coherente en el Dominio del Tiempo (*Coherent Optical Time Domain Reflectometry*, COTDR), que se utilizan fundamentalmente para la medida de la atenuación en la fibra óptica, así como los basados en propagación no lineal, fundamentalmente los que utilizan *scattering* Raman para la implementación de sensores que permiten la medida de la temperatura, y los basados en *scattering* Brillouin, que son en los que centramos esta tesis, y que sirven para la medida de la temperatura y del *strain* a lo largo de la fibra, definiéndose este último como el incremento de longitud en relación a la longitud total: $\epsilon = \Delta l/L$. En estos dos últimos casos se aprovechan los efectos no lineales, que normalmente son no deseados en los sistemas de comunicaciones de muy alta velocidad y gran número de canales (WDM), como punto esencial en el funcionamiento de estos tipos de sensores.

3.1. Características generales de los sensores de fibra óptica

Los sensores de fibra óptica han experimentado un gran desarrollo y se ha incrementado su utilización en las últimas dos décadas, sustituyendo en muchas ocasiones a los sensores eléctricos y electrónicos. De este modo han ido apareciendo sensores de fibra óptica para muy diversas aplicaciones como la medida de presión, temperatura, viscosidad, *strain*, grado de curación o fraguado de materiales, medida de la corriente eléctrica, vibraciones, etc. [33–35].

En relación con los sensores electrónicos y eléctricos convencionales, los sensores de fibra óptica presentan varias ventajas, como las que se enumeran a continuación [36]:

1. Los valores de atenuación que presentan las fibras ópticas convencionales son próximos a 0.2 dB/km en tercera ventana, siendo el mínimo teórico de valor 0.154 dB/km [8], valores muy inferiores a los medios de transmisión que utilizan cobre.
2. Se pueden multiplexar fácilmente en longitud de onda, permitiendo incluir en una sola fibra información procedente de multitud de sensores, evitando la gran cantidad de pares de cobre que serían necesarios si el número de sensores es elevado, en el caso de que se trabajase con sensores electrónicos.
3. Son inmunes a las interferencias electromagnéticas, lo cual los hace muy aptos en entornos ruidosos, o bien en entornos con altos niveles de campo magnético, como pueden ser lugares próximos a la catenaria de las líneas ferroviarias de alta velocidad, en transformadores eléctricos, etc.
4. Presentan una alta resistencia mecánica.
5. Son ligeros y pequeños si se comparan con otros tipos de sensores, aspecto de vital importancia en ciertos campos, como el aeronáutico [37].
6. Presentan una vida útil larga, sobre todo si se utilizan a la intemperie y en comparación con otros tipos de sensores convencionales, ya que a la fibra óptica no le afecta la corrosión.
7. Son muy resistentes a las altas temperaturas y presiones, lo que hace que el campo de aplicación de estos tipos de sensores sea muy amplio.

8. Tienen un ancho de banda mucho mayor que los sensores eléctricos y electrónicos convencionales.

Sin embargo, los sensores de fibra óptica presentan una gran desventaja frente a los sensores eléctricos convencionales: el coste del sistema de monitorización. El coste de los sistemas de monitorización basados en fibra óptica suele ser bastante más alto que el de los sensores eléctricos y/o electrónicos para la misma aplicación [35]. No obstante, en los últimos años, la diferencia en precio entre la utilización de sistemas de monitorización convencionales y sistemas de monitorización basados en fibra óptica ha disminuido considerablemente. De forma paralela, la calidad de los componentes ópticos, como pueden ser la propia fibra, fuentes de luz o detectores ha crecido casi de forma exponencial: la fibra óptica es un medio de transmisión más homogéneo y su atenuación es más baja, se fabrican láseres de más potencia, más estrechos espectralmente y con muchas más horas de vida útil, elementos de óptica integrada disponibles para su uso, etc. [38].

3.2. Clasificación de los sensores de fibra óptica

Los sensores de fibra óptica se clasifican generalmente en función de dos aspectos:

- En cuanto al funcionamiento en sí de los mismos.
- En cuanto a la disposición sobre la superficie o sobre el elemento a monitorizar.

Atendiendo a la clasificación según el funcionamiento de los mismos, los sensores de fibra óptica se clasifican en sensores extrínsecos (o híbridos) y sensores intrínsecos [35] (figura 3.1). En los sensores extrínsecos la luz es guiada hasta el punto de monitorización, lugar en el que la luz sale fuera de la fibra para acceder a un dispositivo transductor dónde se provoca algún cambio en alguna de las características de la luz, como pueden ser la intensidad, frecuencia, fase, polarización, etc. A continuación, la luz es acoplada de nuevo a la fibra óptica. Un ejemplo de sensor extrínseco es un sistema para la medida del desplazamiento en un determinado punto mediante la luz acoplada entre dos tramos de fibra óptica que están separados una cierta distancia. En función de la posición relativa entre ambos tramos de fibra óptica se producirá un mayor o menor acoplo de luz. A diferencia de éstos, en los sensores intrínsecos la luz es guiada en el interior de la fibra, sin necesidad de que dicha luz salga al exterior del medio de

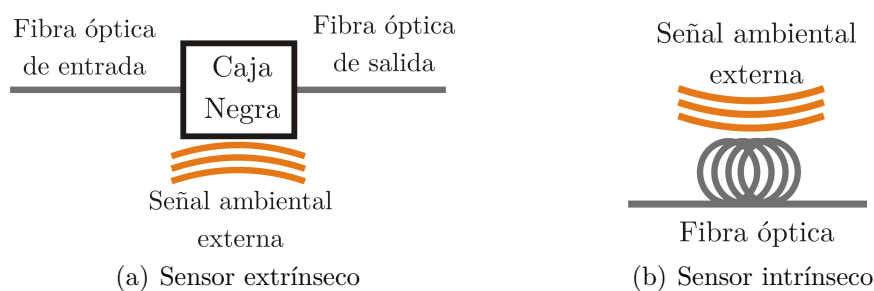


Figura 3.1: Sensor extrínseco de fibra óptica a) y Sensor intrínseco de fibra óptica b)

transmisión. Como ejemplos de sensores intrínsecos se pueden citar las redes de Bragg o los sensores basados en efectos no lineales.

Atendiendo a la disposición del sensor sobre el elemento a monitorizar existen tres tipos de sensores de fibra óptica [34]. El primero de los tipos es el grupo de los sensores denominados puntuales (figura 3.2.a) que son utilizados en aquellos casos en los que se pretende monitorizar un parámetro físico en una localización concreta o puntual. Entre éstos se encuentran los de tipo interferométrico, que tienen muy alta sensibilidad. El segundo tipo es el de los sensores cuasi-distribuidos. En estos sensores la medida del parámetro físico se realiza en posiciones particulares y predeterminadas a lo largo de la fibra (figura 3.2.b). Por su naturaleza, se trata de sensores puntuales, pero funcionan como una agrupación de ellos. El tercer y último tipo de sensores de fibra óptica son los sensores distribuidos, en los que la medida del parámetro a monitorizar se puede realizar en cualquier punto de la estructura, y es posible monitorizar distancias de centenas de kilómetros (figura 3.2.c). Este tipo de sensor presenta una gran ventaja en el caso de que sea necesario un gran número de puntos de medida. Es precisamente en este último tipo en el que se encuentra englobado el sensor objeto de nuestro estudio.

En realidad, las tres técnicas de monitorización que acabamos de exponer de forma cualitativa son dos, ya que el sensor cuasi-distribuidos es un caso particular de sensor puntual, con la salvedad de que se hace uso de un cierto número de sensores puntuales, en lugar de utilizar uno solo, con el fin de medir en diversas localizaciones. Los sensores cuasi-distribuidos permiten multiplexar señales de forma que se puede generar una red más o menos grande y compleja, dando la apariencia de sensor distribuido, pero sin serlo. El sistema interrogador o de control de los sensores será tanto más complejo como lo sea el número de sensores empleados.

El sistema de monitorización que se presenta en esta tesis es un sensor distribuido de fibra óptica. Por ello hemos considerado importante describir los diferentes tipos de sensores distribuidos de fibra óptica que se encuentran en la literatura.

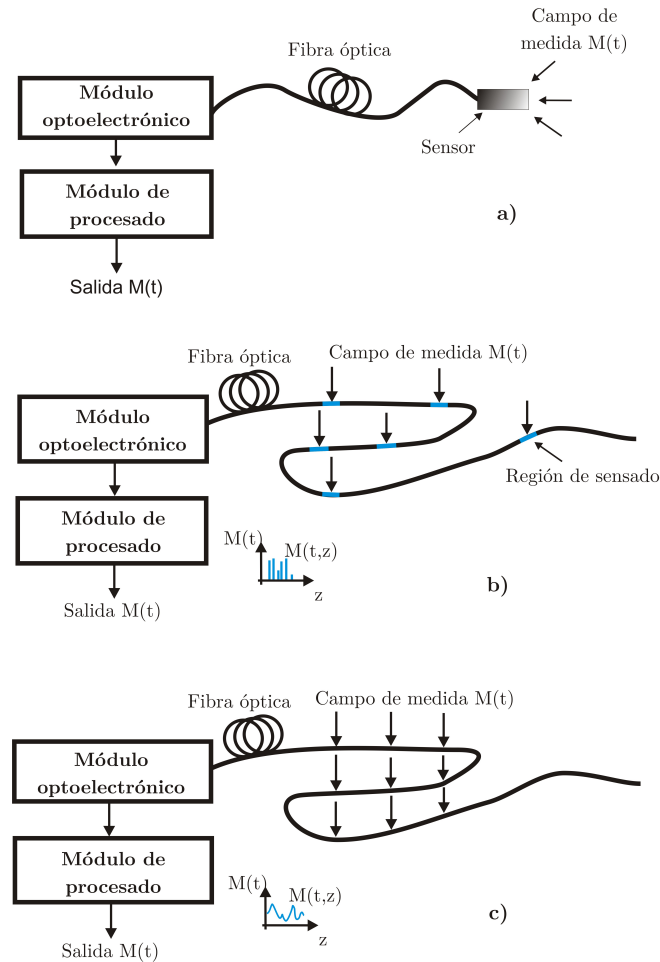


Figura 3.2: Clasificación de los sensores de fibra óptica en función del lugar físico en el que se realiza la monitorización. a) Sensor puntual. b) Sensor cuasi-distribuido. c) Sensor distribuido [35]

3.3. Características generales de los sensores distribuidos de fibra óptica

Un sensor distribuido de fibra óptica consiste en un sistema de medida de una propiedad física a lo largo de toda la fibra óptica. La medida se realiza a lo largo de toda la longitud de fibra óptica, utilizando la propia fibra como medio de monitorización. Este tipo de sensores se basan en una modulación de la intensidad o de la frecuencia de la luz introducida en la fibra y de la utilización de una detección síncrona con la que es posible determinar la posición en la que se está produciendo la perturbación. De forma general, cualquier modificación en la estructura de la fibra óptica produce un cambio en la intensidad de la luz que se transmite a lo largo de la misma.

Por la razón anterior, los sensores de fibra óptica son muy atractivos en aplicaciones que requieran una alta cantidad de puntos de medida y a lo largo de una distancia relativamente grande. Estas aplicaciones pueden ser la monitorización de edificios, aviones, submarinos, puentes, túneles, oleoductos, presas hidráulicas, líneas ferroviarias, etc.

Existen sensores distribuidos de fibra óptica basados en *backscatter* lineal y basados en *scattering* no lineal. Entre los sensores distribuidos de fibra óptica basados en *backscatter* lineal están el OTDR, el OFDR y el COTDR. Mientras que los basados en *scattering* no lineal se dividen en los basados en *scattering* Raman y los basados en *scattering* Brillouin. Están basados en *scattering* Raman el Raman-OTDR (ROTDR) y el Raman-OFDR (ROFDR), mientras que están basados en *scattering* Brillouin el *Brillouin Optical Time Domain Reflectometer* (BOTDR), el *Brillouin Optical Time Domain Analysis* (BOTDA), el *Brillouin Optical Correlation Domain Analysis* (BOCDA) y el *Brillouin Echo Distributed Sensing* (BEDS).

3.4. Técnicas de monitorización basadas en *backscatter* lineal

3.4.1. Reflectómetro óptico en el dominio del tiempo

El OTDR fue la primera técnica de medida distribuida sobre fibra óptica que se desarrolló. Permite medidas espaciales de cualquier parámetro externo que tenga influencia sobre la atenuación de la fibra, como tensiones y deformaciones, y se utiliza para realizar la caracterización y el mantenimiento de los enlaces de fibra óptica. Esta técnica de monitorización se basa en la medida de la señal de *backscatter* Rayleigh producido por un pulso óptico que se inyecta en la fibra. La técnica OTDR permite la medida de la distribución espacial de las pérdidas a lo largo de la fibra óptica, por lo que también permite la localización de las pérdidas producidas por conectores, soldaduras o cualquier defecto que pudiera estar presente en la fibra. Además presenta dos ventajas a la hora de realizar medidas distribuidas: solo es necesario el acceso a uno de los extremos de la fibra para realizar la medida y la monitorización puede realizarse después de haber instalado la fibra óptica, lo que permite la monitorización de redes ópticas ya instaladas. El esquema básico de un sistema OTDR es el que mostramos en la figura 3.3.

En un determinado instante de tiempo $t=0$, el láser inyecta en la fibra un pulso óptico, generalmente rectangular, a través de un acoplador óptico. A medida que el

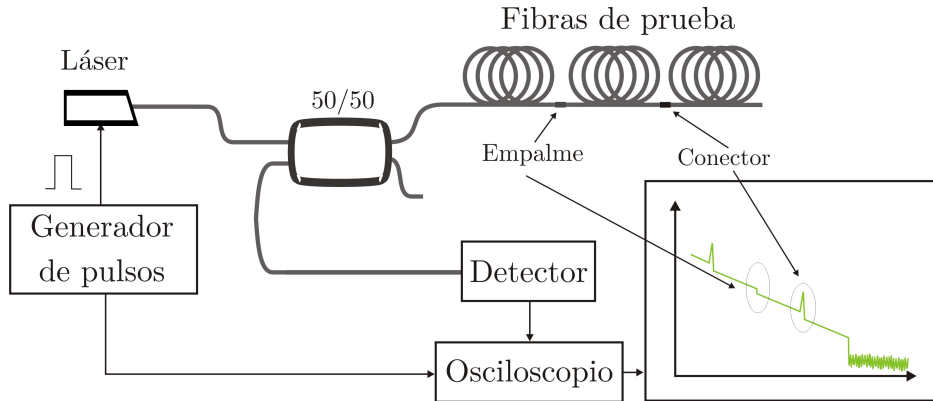


Figura 3.3: Esquema básico de un OTDR. El haz de luz pulsado, que proviene de la fuente de luz, se introduce a través de un acoplador en la fibra óptica en la que se va a producir *backscatter* Rayleigh que será mostrado en un osciloscopio

pulso óptico se propaga por la fibra se atenúa, y para cualquier posición z en la fibra, el pulso óptico a través del proceso de *scattering* Rayleigh dispersa luz en todas direcciones. Una parte de la señal dispersada es recogida por la fibra y vuelve hacia atrás, en la dirección de la fuente óptica. La señal dispersada se atenúa de nuevo en su camino de vuelta hacia el láser. A través del acoplador óptico se lleva la señal a un detector, y se visualiza en un osciloscopio.

La escala de tiempos t' se relaciona directamente con la escala de de distancia z a través de la siguiente ecuación:

$$z = \frac{v_g t'}{2} \quad (3.1)$$

donde z denota cada posición de la fibra y v_g es la velocidad de grupo en la fibra. El factor $1/2$ tiene en cuenta el camino de ida y vuelta del pulso óptico dispersado.

Considerando la fibra en la que inyectamos el pulso óptico homogénea y sin pérdidas puntuales, la potencia producida por *scattering* Rayleigh para cada punto z de la fibra lo podemos escribir, en el caso de utilizar pulsos cortos, que es lo habitual en los sistemas OTDR, como:

$$P_B(z) = P_0 B_c(\lambda, z) \alpha_s(\lambda, z) \frac{W}{2} \exp(-2\alpha z) \quad (3.2)$$

donde $P_B(z)$ es la potencia de *backscatter* en cada punto z de la fibra, medido en el extremo por el cual se ha introducido el pulso óptico; P_0 es la potencia de pico del pulso óptico en el extremo de la fibra ($z = 0$) y en el instante inicial de nuestra referencia de tiempos ($t = 0$); W es la anchura espacial del pulso, que se calcula como $W = v_g T$,

siendo T la anchura temporal del pulso; α_s es el coeficiente del *scattering* Rayleigh; B_c es la fracción de *backscatter* capturada, es decir, de la luz dispersada, el porcentaje que se guía en la fibra hacia el detector [39].

La potencia detectada mediante el OTDR la podemos escribir como:

$$S(z) = 5 \log \left[P_0 B_c(\lambda, z) \alpha_s(\lambda, z) \frac{W}{2} \exp(-2\alpha z) \right] \quad (3.3)$$

o bien:

$$S(z) = 5 \log \left[P_0 B_c(\lambda, z) \alpha_s(\lambda, z) \frac{W}{2} \right] + 5 \log [-2\alpha z] \quad (3.4)$$

En el caso de que la fibra sea homogénea, como hemos supuesto anteriormente, el primero de los dos términos presentes en la ecuación 3.4 es una constante, que para una misma fibra dependerá de la potencia de pico del pulso óptico utilizado P_0 . Mientras que el segundo término proporciona información sobre el coeficiente de atenuación de la fibra, y da lugar a una caída de la potencia de señal con la distancia con pendiente α (en dB/km). Representamos esquemáticamente la potencia de *backscatter* en una fibra uniforme en la figura 3.4 (traza simulada de OTDR).

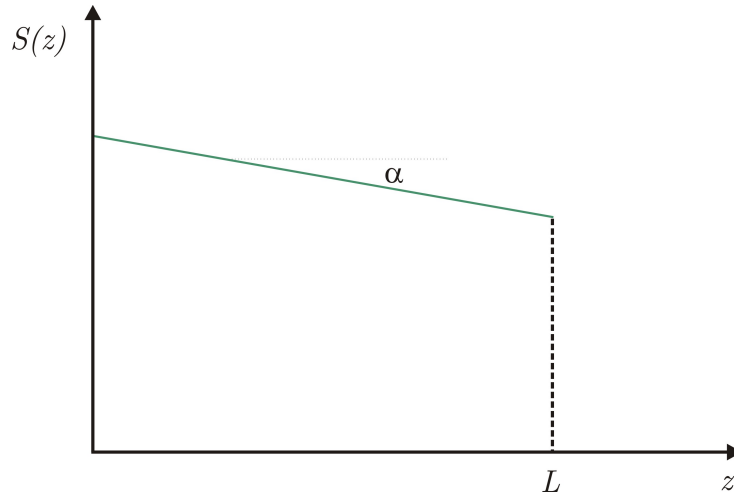


Figura 3.4: Potencia de *backscatter* en una fibra homogénea (traza simulada de un OTDR)

Dos características de los sistemas OTDR son el rango dinámico y la resolución espacial. El rango dinámico de un OTDR se refiere a las pérdidas máximas, expresadas en dB, que es capaz de medir el sistema. Este valor depende de la potencia de pico del pulso óptico y de su anchura temporal. A mayor potencia de pico o a mayor anchura temporal del pulso, mayor es el rango dinámico de medida, siempre que se mantengan

las características del detector y el nivel de ruido en el sistema. Por otra parte, la resolución espacial del OTDR se define como la capacidad que tiene el sistema para discernir entre dos puntos próximos entre si. Dicha resolución espacial se calcula como $d = W/2$.

3.4.2. Reflectómetro óptico en el dominio de la frecuencia

La mejor resolución espacial lograda con un OTDR estándar es de aproximadamente un metro [39]. Para superar este inconveniente de los sistemas OTDR han surgido otras técnicas basadas en la reflectometría, ya que hay aplicaciones que requieren resoluciones mejores que un metro, como puede ser la caracterización de componentes ópticos. Entre estas técnicas se encuentra el OFDR. Estos sistemas permiten la obtención de resoluciones espaciales del orden de los milímetros sobre longitudes de fibra de hasta las decenas de metros.

El sistema OFDR realiza una modulación en frecuencia del diodo láser, de frecuencia f_0 , que actúa como fuente óptica, utilizando un modulador electro-óptico, o bien variando la corriente de alimentación del propio diodo láser (ver figura 3.5).

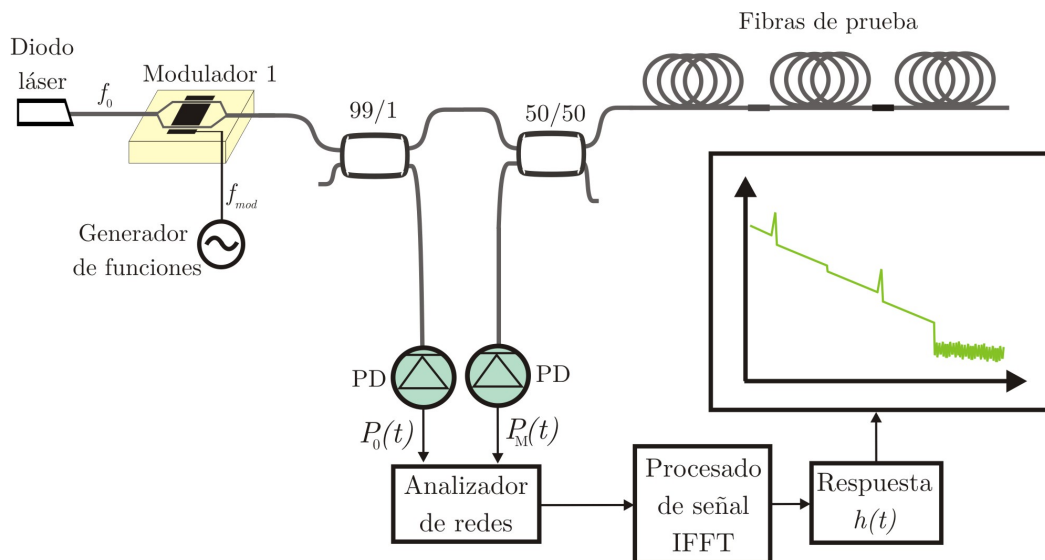


Figura 3.5: Esquema experimental de un sistema OFDR

La señal de salida del modulador electro-óptico tendrá entonces una frecuencia central de valor f_0 , y esta frecuencia variará de acuerdo con la señal moduladora. La señal modulada se separa en las dos ramas de un interferómetro: una de las ramas contendrá la señal de referencia, y la otra contendrá la señal de medida. La señal de medida es la señal de *backscatter* Rayleigh modulado que se produce en la fibra óptica

monitorizada. Mediante dos fotodetectores se detectan las señales ópticas de referencia y de medida f_S . La señal de salida de ambos detectores, que es proporcional a la potencia óptica modulada, se introduce en un analizador de redes, donde se les realiza un procesado: se llevan a banda base, se digitalizan con un conversor analógico-digital (ADC), y posteriormente se introducen en un procesador digital de señal (DSP), que se encarga de calcular y almacenar la amplitud y la fase de las dos señales detectadas. Este proceso se sigue realizando a M frecuencias diferentes con el *step* de frecuencia apropiado. De este modo, el procedimiento se repetirá para $\omega_{mod,m} = 2\pi f_{mod,m} = m\Delta\omega_{mod}$, con $m = 0, 1, 2, \dots, M-1$, y donde $\Delta\omega_{mod}$ es el *step* de frecuencia angular.

La señales detectadas serán:

$$\begin{aligned} P_0(t) &= \bar{P}_0 + \hat{P}_0(\omega_{mod,m}) \cos(\omega_{mod,m}t + \Phi_0(\omega_{mod,m})) \\ P_M(t) &= \bar{P}_M + \hat{P}_M(\omega_{mod,m}) \cos(\omega_{mod,m}t + \Phi_M(\omega_{mod,m})) \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde \bar{P}_0 es el valor promedio de la señal de referencia, $\hat{P}_0(\omega_{mod,m})$ es su amplitud y $\Phi_0(\omega_{mod,m})$ la fase inicial, teniendo el mismo significado los términos \bar{P}_M , $\hat{P}_M(\omega_{mod,m})$ y $\Phi_M(\omega_{mod,m})$ para la señal de medida procedente de la fibra óptica. El DSP determinará la función de transferencia de la señal de medida y la de referencia, mediante el cociente de ambas respuestas en frecuencia, y a partir de la función de transferencia se calcula la respuesta al impulso del sistema, empleando la transformada inversa de Fourier (IFFT).

3.4.3. Reflectómetro óptico coherente en el dominio del tiempo

La técnica COTDR se basa en la mejora (o deterioro) por efectos coherentes de la técnica OTDR, consiguiendo de este modo una mayor sensibilidad a las perturbaciones ambientales, utilizándose entre otras aplicaciones para la detección de intrusos.

El sistema COTDR utiliza el mismo diagrama de bloques que un OTDR convencional, excepto la fuente de luz, que es un láser con alta coherencia. La respuesta de este sensor está formada por la interferencia coherente del *backscatter* Rayleigh producido en los diferentes puntos de monitorización en función de la distancia. Una forma de visualizar este mecanismo se muestra en la figura 3.6, donde la luz retrodispersada del pulso interfiere de una forma similar a como ocurre en un interferómetro Fabry-Perot.

Como mostramos en este ejemplo, en un determinado instante de tiempo $t = t_0$, la onda óptica LE_{M3} se retrodispersa desde el flanco anterior del pulso óptico en el punto

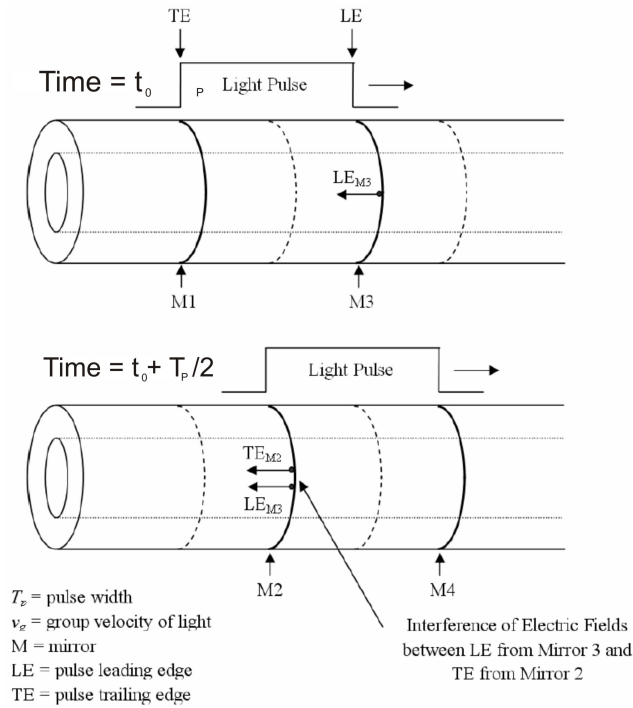


Figura 3.6: Interferencia de la luz de *backscatter* en un sistema COTDR [40]

referenciado como M3. En un tiempo $t = t_0 + T_p/2$ (donde T_p es la anchura del pulso), el pulso habrá recorrido una distancia igual a la mitad de su anchura, dando lugar a que en el punto referido como M2 se encuentren la luz retrodispersada en el punto M3 por el flanco anterior del pulso, y la luz retrodispersada por el flanco posterior del pulso (TE_{M2}). Las dos ondas ópticas LE_{M3} y TE_{M2} interfieren del mismo modo a como ocurriría en un interferómetro Fabry-Perot, tal y como mostramos en la figura 3.7.

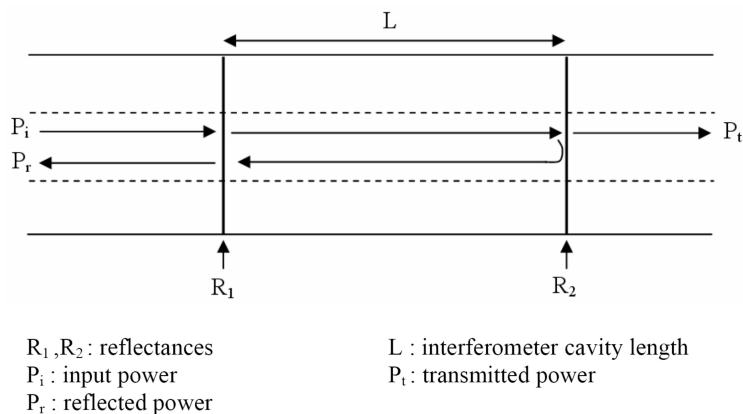


Figura 3.7: Interferómetro Fabry-Perot en fibra óptica

En un interferómetro Fabry-Perot, la reflectancia R_{FP} se puede escribir como:

$$R_{FP} = \frac{P_r}{P_i} = 2R(1 + \cos \phi) \quad (3.6)$$

donde P_r es la potencia óptica reflejada, P_i es la potencia óptica incidente, y donde las reflectancias de los espejos son mucho menores de la unidad ($R = R_1 = R_2 \ll 1$). El cambio de fase debido al camino de ida y vuelta se puede escribir como:

$$\phi = \frac{4\pi n}{\lambda} L \quad (3.7)$$

donde n es el índice de refracción de la fibra, λ es la longitud de onda de emisión del láser, y L es la longitud de la cavidad, que en el caso particular del sistema COTDR se relaciona con la longitud de coherencia del láser.

Cuando un cierto punto de la fibra sufre una perturbación, como puede ser un intruso pasando por encima de la propia fibra, el índice de refracción cambia en el punto exacto donde se haya producido dicha perturbación, dando lugar a un cambio de fase en la onda óptica. La luz de *backscatter* producida en puntos más alejados al punto de perturbación (observando desde el extremo de fibra por el que introducimos la señal) experimentarán un cambio de fase. Como resultado, la intensidad de la interferencia cambiará en un tiempo correspondiente a la ubicación de la perturbación, tal y como se desprende de la ecuación 3.1. Si la fuente de luz y la fibra de monitorización son estables en el tiempo, el patrón de interferencia de la salida (traza del COTDR) será estable en todos los puntos. Una perturbación sobre la fibra de monitorización producirá un cambio de fase en la señal del COTDR. Este cambio de fase, y por lo tanto la localización del punto donde se está produciendo la perturbación se pueden detectar restando la traza post-perturbación del COTDR de la traza pre-perturbación, tal y como mostramos en la figura 3.8.

3.4.4. Reflectometría de alta resolución

Para mejorar la resolución del OTDR, y como mejora del OFDR, surge otro sistema conocido en la bibliografía como reflectometría de alta resolución [39]. En la figura 3.9 se muestra el esquema básico de un reflectómetro de alta resolución.

El reflectómetro de alta resolución se utiliza para multitud de aplicaciones, típicamente como herramienta para el diagnóstico y la caracterización de fibra óptica, componentes y sistemas ópticos. También se utiliza para la medida de la ganancia distribuida en amplificadores ópticos.

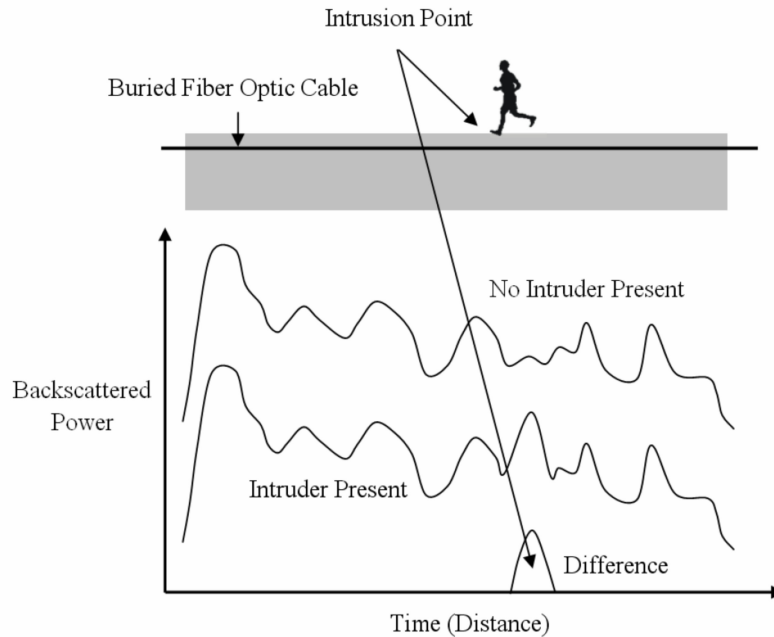


Figura 3.8: Sensor de fase COTDR utilizado como detector de intrusos [40]

El reflectómetro de alta resolución se basa en realizar una modulación en frecuencia de la señal en onda continua del láser, y analizar la interferencia entre dos señales obtenidas a partir de ésta. En la configuración básica de este reflectómetro se utiliza un láser sintonizable, en el cual se hace variar su frecuencia de emisión haciendo barridos de forma continua en el tiempo sin saltos de modo. Para la producción de la interferencia se utiliza un interferómetro óptico de Michelson, el cual tiene en una de sus ramas la señal de referencia, mientras que en la otra se encuentra la señal de medida. El dispositivo a medir (*Device under test*, DUT) se conecta a la rama de medida del interferómetro óptico de Michelson, mientras que la señal de referencia se utiliza como oscilador local para realizar la posterior interferencia entre ambas señales, obteniendo esta señal de referencia a partir de la señal reflejada en un espejo.

Las interferencias entre la señal de referencia, que proviene del espejo, y de la señal reflejada de *backscatter* que proviene del DUT son detectadas, realizando posteriormente la Transformada de Fourier que permite la visualización del batido de frecuencias. Si la frecuencia óptica del láser sintonizable se modula a una tasa constante, los batidos de frecuencia serán proporcionales a la diferencia de camino óptico existente entre la señal que proviene del DUT y la señal de referencia, de la forma:

$$z = \left(\frac{c}{2n\xi} f_b \right) \quad (3.8)$$

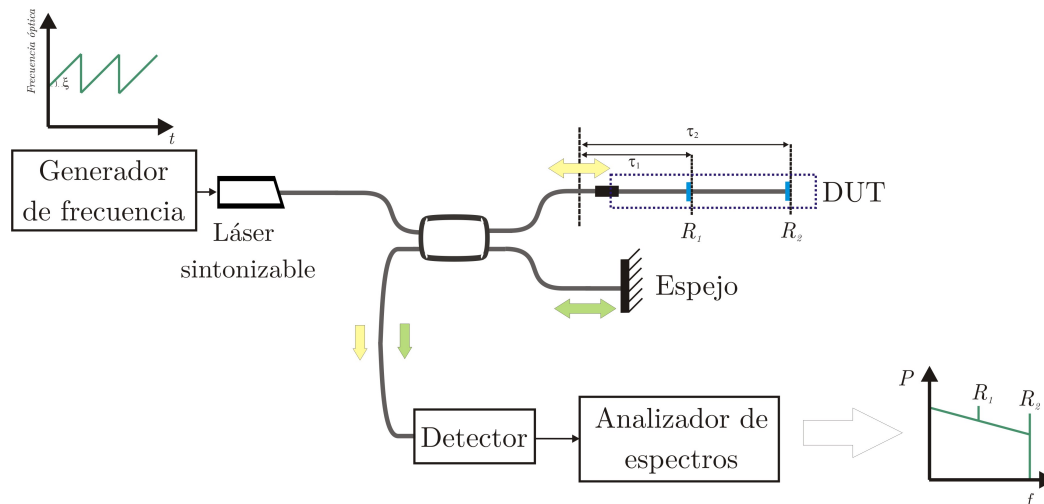


Figura 3.9: Esquema básico de un reflectómetro de alta resolución. La señal luminosa que proviene de la fuente de luz, que se encuentra modulada en frecuencia, se lleva, a través de un acoplador, al dispositivo bajo test (DUT), y en la otra salida del acoplador se coloca un espejo, construyendo de este modo un interferómetro de Michelson. Ambas salidas se recombinan en la entrada del acoplador que queda libre obteniendo una señal resultado de la interferencia entre las señales en que se ha dividido la señal óptica de entrada

donde f_b es la frecuencia de batido, ξ es la velocidad de variación de la frecuencia del láser sintonizable en el tiempo (en Hz/s) y n es el índice de refracción de la fibra.

La cuestión clave en la implementación de un reflectómetro de alta resolución es la utilización de una fuente sintonizable que permita la realización de un barrido lineal en frecuencia sobre un rango amplio, y que además permita hacer esta variación de frecuencia con una cierta velocidad.

Como resultado, los reflectómetros de alta resolución permiten la obtención de resoluciones espaciales de milímetros sobre longitudes de fibra de hasta las centenas de metros.

3.5. Sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Raman

En el capítulo 2 se han presentado los fundamentos teóricos de la propagación lineal y no lineal de la luz en fibras ópticas monomodo. Los efectos no lineales presentan una connotación negativa en cualquier sistema de comunicación de forma genérica, y también en los sistemas de comunicaciones ópticas, debido a que producen señales

indeseadas producto de la distorsión y de la intermodulación fundamentalmente. Este hecho, por ser nocivo en los sistemas de comunicación, se intenta evitar en la medida de lo posible, utilizando valores de potencia en el interior de la fibra que no superen el umbral a partir del cual aparecen dichos efectos no lineales. Sin embargo, en algunos sistemas ópticos se busca la presencia de efectos no lineales para ciertos fines. Como ejemplos se pueden citar, entre otros, la amplificación Raman distribuida (amplificación de banda ancha) [20], la amplificación Brillouin (amplificación de banda estrecha) [41], filtros muy selectivos en frecuencia para la caracterización espectral de señales ópticas con alta resolución [31] o la realización de sensores distribuidos de fibra óptica, tanto basados en *scattering* Raman [42] para la monitorización de la temperatura, como basados en *scattering* Brillouin, para la medida de *strain* y temperatura, como el que nos ocupa en esta tesis [43].

Los efectos no lineales presentan una gran ventaja para la implementación de sensores distribuidos de fibra óptica, ya que su fundamento físico está basado en la utilización de interacciones ópticas no lineales dentro de la fibra óptica, en concreto, entre una onda luminosa con suficiente potencia que se denomina onda de bombeo, y la propia fibra, produciéndose la interacción luz-materia. Así por ejemplo, en nuestro laboratorio se ha utilizado la mezcla de cuatro ondas para la monitorización de las variaciones a lo largo de la fibra de la longitud de onda de dispersión nula λ_0 [2, 9], así como la utilización de SBS para la determinación de las variaciones a lo largo de la fibra de la dispersión cromática y del porcentaje de GeO_2 en el núcleo [2].

El *scattering* Rayleigh, utilizado en los sistemas OTDR, es prácticamente independiente de la temperatura, razón por la cual no es válido para el desarrollo de sensores de temperatura. Sin embargo, sí se pensó en su fundamento y en el de los propios sistemas OTDR para el desarrollo de sensores de temperatura, añadiendo algún tipo de efecto adicional. Uno de estos efectos es el *scattering* Raman. Esto dió lugar a la aparición de los sistemas Raman-OTDR o ROTDR, como el comercializado por AP Sensing [44], y posteriormente, basándose en las características del *scattering* Raman y en la técnica OFDR, apareció el Raman-OFDR o ROFDR [45].

3.5.1. Raman-OTDR

La técnica Raman-OTDR se basa en la generación de *scattering* Raman en la fibra unido a la técnica de los sistemas OTDR. Un láser envía por la fibra un pulso óptico con suficiente energía produciendo en la misma *scattering* que es detectado en el extremo por el que se ha introducido el pulso. La radiación de *backscatter*, si el pulso óptico

tiene energía suficiente, está compuesta de diferentes componentes espectrales, como ya hemos citado anteriormente (ver figura 2.6). Estas componentes son el *backscattering* Rayleigh, el *backscattering* Brillouin y el *backscattering* Raman. Si la anchura espectral del láser es suficiente, el *backscatter* Brillouin y el *backscatter* Raman no se diferencian.

Fijándonos en la señal de *backscatter* Raman, la intensidad de la componente espectral Stokes presenta poca dependencia con la temperatura, mientras que la intensidad de la componente espectral anti-Stokes presenta una cierta dependencia con la temperatura. En la figura 3.10 mostramos, de forma simulada, el efecto del cambio de temperatura sobre las ondas Stokes y anti-Stokes del *scattering* Raman, para una señal de bombeo con una longitud de onda de 1455 nm.

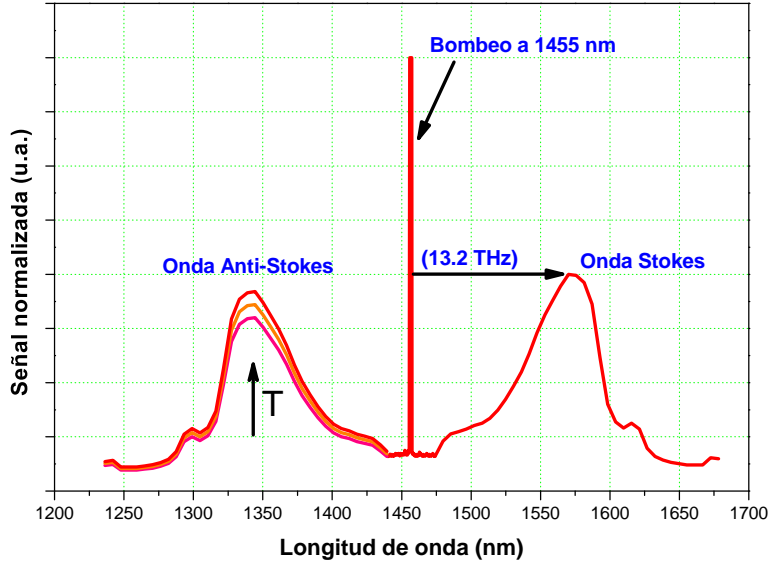


Figura 3.10: Señales Stokes y anti-Stokes presentes en los sistemas de monitorización distribuida de temperatura mediante *scattering* Raman

Utilizando una detección adecuada, es posible determinar la relación entre las intensidades de las ondas Stokes y anti-Stokes en cada punto de la fibra óptica de monitorización, y a partir de esta relación obtener la información referente a la temperatura. La relación entre las ondas Stokes y anti-Stokes es [35]:

$$\frac{I_a}{I_s} = \frac{(n_0 + n_k)^4}{(n_0 - n_k)^4} \exp\left(-\frac{hcn_k}{kT}\right) \quad (3.9)$$

donde I_a e I_s son las intensidades de las componentes anti-Stokes y Stokes, n_0 es el número de onda, n_k es la separación en número de onda respecto de la onda de

bombeo, h es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz, k es la constante de Boltzmann, y T es la temperatura absoluta.

El esquema experimental del sistema Raman-OTDR propuesto por Dakin *et al.* [46] es el que mostramos en la figura 3.11.

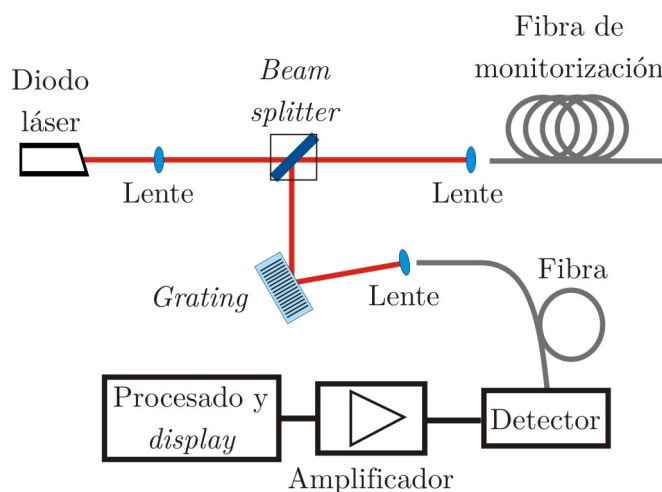


Figura 3.11: Esquema experimental de un sensor Raman-OTDR

En este sistema, un láser de diodo con longitud de onda de 900 nm emite una potencia óptica de 3W generando pulsos ópticos de 15 ns con una frecuencia de repetición de 10 KHz. La radiación de salida del diodo láser, a través de lentes se introduce en la fibra de monitorización de temperatura. El *backscatter* producido, a través del *beam-splitter* llega a una red de difracción de anchura 10 nm que filtra la longitud de onda de interés. Finalmente, se realiza un procesado consistente en realizar un promediado de las señales recibidas (de la onda Stokes y de la onda anti-Stokes), se calcula la relación entre ambas y se representa sobre un *display* de forma análoga a un sistema OTDR.

3.5.2. Raman-OFDR

Del mismo modo que se ha desarrollado un sensor de temperatura basado en *backscatter* Raman apoyándose en los fundamentos del OTDR, también se ha desarrollado un sensor de temperatura basado en *scattering* Raman y que se apoya en los fundamentos del OFDR [47].

Recordemos que la técnica de monitorización OFDR realiza una modulación en frecuencia del láser que actúa como fuente óptica, y utiliza dos señales, una de referencia, para analizar la respuesta frecuencial eléctrica entre dicha señal de referencia y otra señal que procede del dispositivo bajo prueba. En el caso del ROFDR es necesario

utilizar tres señales: una de referencia, la señal Stokes y la señal anti-Stokes.

En la figura 3.12 mostramos el esquema experimental de un sensor ROFDR para la medida distribuida de la temperatura a lo largo de la fibra óptica de monitorización.

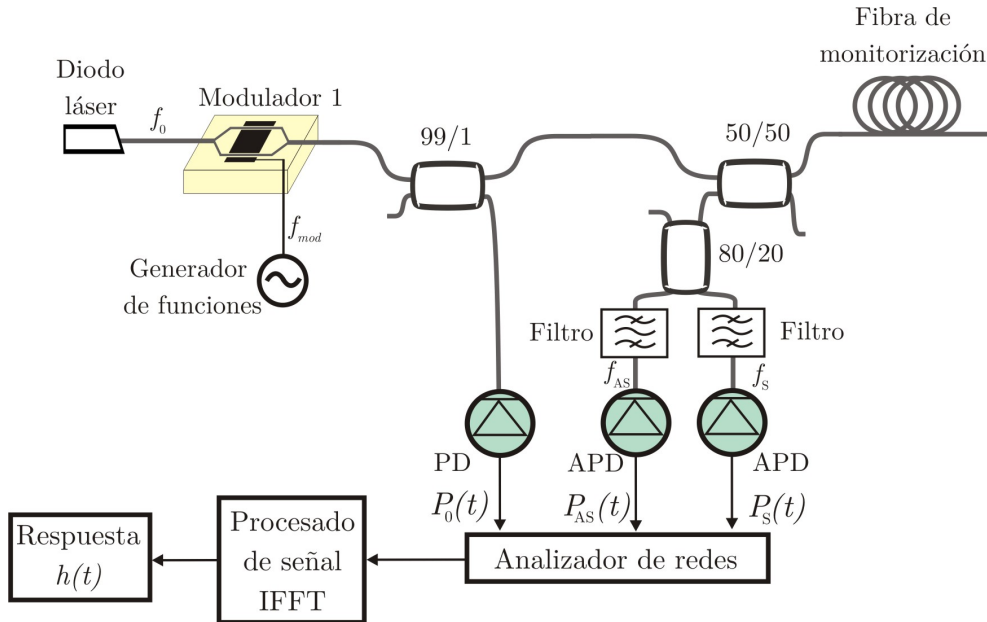


Figura 3.12: Esquema experimental de un sensor Raman-OFDR [47]

En este esquema, del mismo modo que en el OFDR, la señal óptica proporcionada por el diodo láser, de frecuencia f_0 , se modula mediante un modulador electro-óptico, o bien, variando la corriente de alimentación del láser, logrando de este modo que la señal de salida del modulador (o del diodo láser) tenga una frecuencia central f_0 , y que dicha frecuencia varíe de acuerdo a la señal moduladora utilizada. La señal que llega a la fibra óptica genera *backscatter* Raman modulado en la fibra, cuya intensidad dependerá de la distribución de temperatura a lo largo de la fibra de monitorización. Las ondas Stokes y anti-Stokes del *backscatter* Raman modulado que proceden de la fibra se separan mediante un acoplador WDM o dos filtros con la longitud de onda central adecuada para filtrar las frecuencias de la onda Stokes y de la onda anti-Stokes (f_S y f_{AS}). Una de las salidas del acoplador se lleva al filtro de la onda Stokes y la otra salida se lleva al filtro de la onda anti-Stokes. Las ondas Stokes y anti-Stokes se detectan mediante dos fotodiodos de avalancha (APD). La señal de referencia se detecta con un fotodiodo pin (PD) que recoge el 1% de la señal del láser modulado.

La señal de salida de los detectores, que es proporcional a la potencia óptica modulada, se introduce en un analizador de redes, en el que se les realiza un procesamiento: se llevan a banda base, se digitalizan con un conversor analógico-digital (ADC), y pos-

teriormente se introducen en un procesador digital de señal (DSP), que se encarga, del mismo modo que en el OFDR, de calcular y almacenar la amplitud y la fase de las tres señales detectadas. A partir de estos parámetros es posible calcular la potencia óptica a las longitudes de onda de la señal Stokes y de la señal anti-Stokes, y a partir de la ecuación 3.9 se obtiene el valor de la temperatura absoluta T .

3.6. Sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin

Los sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin presentan un elevado interés debido a que permiten la monitorización tanto de *strain* o deformación (elongación relativa), como de diferencias de temperatura a lo largo de la fibra de monitorización que se utiliza como medio de medida, con una determinada resolución espacial. Mediante este tipo de sensor es posible reemplazar miles de sensores puntuales, como podrían ser redes de Bragg. La aplicación potencial de los sensores de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin es la monitorización de estructuras civiles debido a las grandes dimensiones que éstas pueden presentar.

Los primeros trabajos basados en *scattering* Brillouin para el desarrollo de sensores de fibra óptica utilizaban *scattering* Brillouin estimulado (SBS), y fueron desarrollados por Culverhouse *et al.* en el año 1989 en el Reino Unido [48, 49]. Casi de forma simultánea, el grupo de Horiguchi en Japón presentó también sus primeros trabajos [29, 50]. Cuatro años más tarde, en 1993, la línea de investigación que se estaba siguiendo hasta la fecha en el campo de los sensores distribuidos de fibra óptica se bifurcó, ya que se comenzó a utilizar el *scattering* Brillouin espontáneo para el mismo fin [51].

Con este nuevo desarrollo, la línea de investigación única e inicial, se desdobló en dos nuevas líneas denominándose *Brillouin Optical Time Domain Analysis* (BOTDA) a los sensores distribuidos basados en SBS, y *Brillouin Optical Time Domain Reflectometer* (BOTDR) a los basados en *scattering* Brillouin espontáneo. Posteriormente han aparecido nuevas técnicas de monitorización de *strain* y temperatura también basadas en *scattering* Brillouin. Una de ellas ha sido desarrollada por Hotate *et al.* [52], y se conoce con el nombre de *Brillouin Optical Correlation Domain Analysis* (BOCDA), y otra ha sido desarrollada por Bao *et al.* [53], y se conoce con el nombre de *Brillouin Echo Distributed Sensing* (BEDS).

3.6.1. Sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin espontáneo

Los sistemas BOTDR (ver figura 3.13), a diferencia de los sistemas BOTDA (véase figura 3.14), solo utilizan una onda (pulsada) que es el bombeo propiamente dicho, que genera *scattering* Brillouin en la fibra de forma contra-propagante a dicho bombeo. Mediante el análisis de la amplificación espontánea producida por *scattering* Brillouin, y con ayuda de un filtrado adecuado, es posible la monitorización del *strain* y temperatura a lo largo de toda la fibra óptica.

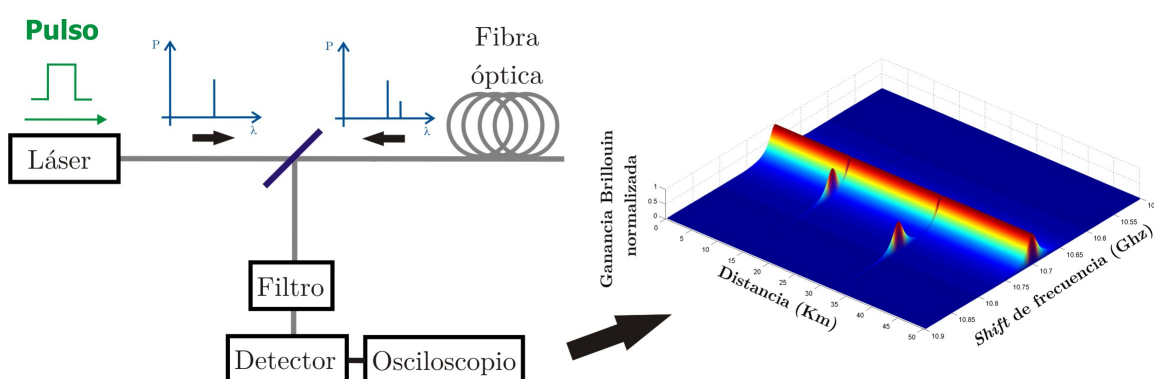


Figura 3.13: Esquema básico de un sistema BOTDR

En abril del año 1993 se publicaron los primeros trabajos en los que se utilizaba *scattering* Brillouin espontáneo para lograr el mismo fin que con los sistemas BOTDA, esto es, la monitorización distribuida de *strain* y temperatura [51]. En estos sensores, como se muestra en la figura 3.13, solo es necesaria la utilización de uno de los extremos de la fibra óptica, y únicamente es necesario introducir en la fibra la señal de bombeo que genera la curva de ganancia Brillouin, monitorizándose la frecuencia a la que se produce la banda de amplificación.

Con este tipo de sistemas, al igual que con los basados en SBS en sus inicios, se comenzó con resoluciones longitudinales no demasiado extraordinarias. Por ejemplo, en [51] se demuestra que es posible realizar la monitorización de *strain* y temperatura con resolución espacial de 100 metros sobre una fibra de 11.57 km, y que es capaz de resolver 3 °C en temperatura y 60 $\mu\epsilon$ en *strain* (la resolución del sensor en frecuencia era de 3.6 MHz), siendo este el primer prototipo basado en *scattering* Brillouin espontáneo.

A partir de estos primeros trabajos, la línea de investigación basada en *scattering* Brillouin espontáneo se bifurcó en dos nuevas líneas. Una de ellas ha tratado de conseguir sensores con muy alta resolución espacial, estando relativamente en un segundo

plano la longitud total de monitorización que permite el sistema, mientras que la otra ha tratado de solventar el problema existente cuando la infraestructura a monitorizar es de grandes dimensiones, donde la necesidad es que el sensor en cuestión permita la medida de la mayor distancia posible. Este fin es el que ha buscado el grupo de Newson en el Reino Unido, que inició sus trabajos en sistemas BOTDR en el año 1996, presentando el trabajo referenciado en [54], en el cual, se utilizaba un láser DFB (*distributed feed-back laser*) para generar la onda de bombeo, y que utilizaba un filtro Fabry-Perot para la separación de las ondas de *backscatter*, compuestas por el *scattering* Rayleigh y el *scattering* Brillouin. En este sistema se consiguió realizar la monitorización de una distancia de 12.9 kilómetros utilizando pulsos ópticos de 600 ns de anchura temporal que proporcionaban una resolución espacial de 60 metros. Posteriormente, en mayo de 2000, este mismo grupo presentó los trabajos referenciados en [55], en los que desarrollaron un sensor de fibra óptica basado en *scattering* Brillouin espontáneo, sobre una fibra de 15 kilómetros de longitud, logrando una resolución espacial de 10 metros, para lo cual usaron pulsos de 100 ns, consiguiendo detectar variaciones de temperatura de 4 °C y de 290 $\mu\epsilon$ en *strain*. No obstante, el objetivo que se trataron de marcar fue el aumento, en la medida de lo posible, de la longitud de monitorización. Básicamente existen dos factores que impiden aumentar la longitud de medida tanto como se quiera [56]. Uno de estos factores, que afecta a la transmisión de señal es la potencia óptica que se introduce en la fibra, ya que si la misma es muy elevada se producen efectos ópticos no lineales adicionales y no deseados como pueden ser, además del *scattering* Brillouin, *scattering* Raman y automodulación de fase (SPM). El otro de los factores, que está íntimamente relacionado con el sistema de recepción es la sensibilidad del receptor, que en principio puede ser mejorada haciendo un promedio de la señal recibida. En el trabajo presentado en [56] se utilizó un sistema de pre-amplificación de las señales procedentes de la fibra óptica de monitorización. En otras palabras, se realizó la amplificación en detección de las señales de *backscatter* Rayleigh y de *scattering* Brillouin, realizando una comparación entre la detección de las dos señales amplificadas y sin realizar su amplificación, llegando a la conclusión de que con la ayuda de el sistema de pre-amplificación (con ganancia de 27 dB) se logra una mejora de la relación señal-ruido óptica de 17 dB sobre un sensor de 23 kilómetros de longitud. Esto es equivalente a una mejora en la longitud de monitorización del sensor superior a 40 kilómetros, asumiendo pérdidas de 0.4 dB/km en los caminos de ida y vuelta, lo que supone una atenuación de 0.2 dB/km en cada sentido, siendo la longitud de onda del bombeo de 1550 nm.

Un año más tarde, con la búsqueda del mismo objetivo como meta, y siguiendo la misma filosofía, el grupo de Newson presentó un sensor distribuido de fibra óptica para temperatura basado en *scattering* Brillouin espontáneo [57] en el que se utilizaba un oscilador local óptico (OLO), con el único fin de hacer un exhaustivo filtrado de la señal en su detección. Mediante la utilización del OLO se logró realizar un sensor de 57 kilómetros de longitud, que fue el de mayor alcance en el momento de su presentación y que disponía de una resolución de medida de 20 metros, y un error máximo en la determinación de la frecuencia de la máxima ganancia Brillouin de 3 MHz en el peor de los casos (en el extremo final).

No demasiado tiempo después, y de forma simultánea a los primeros trabajos en los que se utilizaban mezclas de efectos no lineales para la construcción de sensores distribuidos de fibra óptica, concretamente en octubre de 2003, el grupo de Newson presentó un sensor distribuido de fibra óptica para temperatura basado en *scattering* Brillouin espontáneo con el que lograba monitorizar 81 kilómetros, con resolución espacial de 30 metros y resolución en la determinación de la temperatura de 5 °C [58].

Además de la mejora del rango dinámico, se han seguido desarrollando y mejorando otras facetas de los sistemas BOTDR. Así por ejemplo, para eliminar uno de los mayores problemas que presenta este tipo de sensor, que es la dependencia de la ganancia Brillouin con la polarización, se han propuesto sistemas híbridos que combinan aspectos de dichos sistemas BOTDR y de sistemas COTDR. La primera propuesta de este nuevo sistema fue realizada por Kurashima *et al.*, y el primer demostrador de laboratorio consiguió medir una fibra de 10 km con resolución espacial de 1 metro y con una resolución en *strain* de 100 $\mu\epsilon$ [59].

También se ha venido desarrollando una línea de investigación para el estudio y desarrollo de sistemas BOTDR con alta resolución espacial, al igual que los sistemas BOTDA. Como ejemplo véase la referencia [60], en la que se propone un sistema BOTDR de alta resolución espacial (20 cm) válido para la medida de temperatura y *strain*. Para este fin introducen dos pulsos en la fibra, llamando por ello al sistema DP-BOTDR (*double pulse* BOTDR). Estudiando la interferencia entre las dos señales de *backscatter* producidas por cada uno de los dos pulsos es posible aumentar la resolución espacial de medida respecto a la utilización de un único pulso. En este caso se utilizaron dos pulsos separados 5 ns, y con anchura temporal de los mismos de 2 ns, consiguiendo medir variaciones de temperatura con resolución espacial de 20 cm, y una resolución en la determinación del máximo de ganancia Brillouin de 1 MHz.

3.6.2. Sensores distribuidos de fibra óptica basados en SBS

Los sistemas BOTDA necesitan dos ondas contra-propagantes [29], ya que la ganancia Brillouin es máxima en la dirección contraria a la dirección de propagación de la onda que lo genera. A una de estas ondas se le denomina onda de bombeo, es pulsada y tiene intensidad suficiente como para generar *scattering* Brillouin, es decir, una banda de ganancia o amplificación que presenta un *shift* de frecuencia respecto a la onda de bombeo que lo genera, dependiendo este *shift* de frecuencia de la temperatura y/o el *strain*. La otra señal, que es una señal continua, es amplificada si la frecuencia de la misma está dentro de la banda de ganancia generada por la onda de bombeo. A esta onda se le denomina onda de prueba. El esquema básico de estos sistemas es el mostrado en la figura 3.14. Por ser los sistemas BOTDA el punto fundamental de esta tesis, abordamos la descripción detallada de su funcionamiento en el capítulo 4 de este documento, describiendo en esta sección la evolución de los mismos.

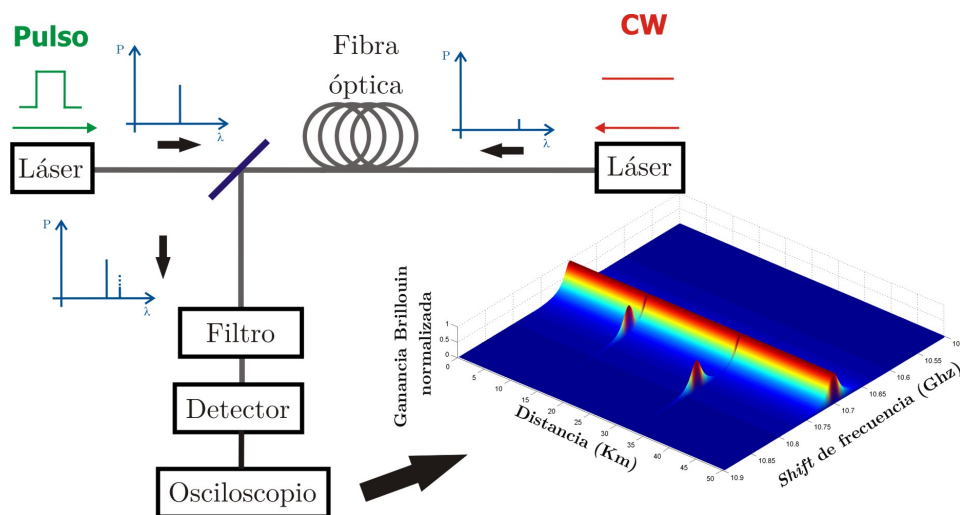


Figura 3.14: Esquema básico de un sistema BOTDA

Como hemos comentado un poco antes, los primeros trabajos sobre sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin, fueron basados en SBS, y se comenzaron en el año 1989 [48, 49]. Estas publicaciones pusieron de manifiesto que es posible la mejora del rango dinámico de los sistemas OTDR convencionales, mediante amplificación generada por SBS, en valores de aproximadamente 10 dB.

A partir de estos trabajos se desarrollaron técnicas para la medida del *strain* (ó deformación) mediante SBS [61]. Se puede considerar este punto como el inicio de la utilización del *scattering* Brillouin como técnica para monitorizar el *strain* en fibras ópticas, de forma distribuida. Esta técnica hace referencia al cambio que se produce

en el *shift* de frecuencia al que se presenta el máximo de ganancia Brillouin cuando ocurre una variación del *strain*. En este trabajo, tal y como se reconoció posteriormente en [62], se produjeron una serie de errores en la determinación de la influencia que tiene sobre el *shift* de frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin en la fibra óptica los cambios de *strain*, simplemente porque se había supuesto que el único factor que tenía influencia sobre este *shift* de frecuencia era dicho *strain*. Posteriormente se demostró que también los cambios de temperatura producen cambios en el *shift* de frecuencia. Muy poco tiempo después, en 1990, Kurashima *et al.* en [62] presentaron su trabajo sobre la monitorización de la temperatura de forma distribuida basándose en SBS, exhibiendo que no solo el *strain* afecta al *shift* de frecuencia al que se produce el máximo de ganancia Brillouin, sino que también tiene influencia sobre el mismo la temperatura. Además, también se demostró que la sensibilidad de los sensores basados en *scattering* Brillouin depende del tipo de fibra que se utilice como medio de monitorización, ya que en definitiva depende de las características no lineales de la misma. Así, después de la determinación de esta característica, ha sido posible detectar variaciones tanto de *strain*, como de temperatura mediante la monitorización del *shift* de frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin de la fibra óptica. Los primeros resultados obtenidos por el grupo de Horiguchi y Tateda han servido como punto de partida para el desarrollo de los primeros sensores distribuidos de fibra óptica, válidos para la medida de *strain* y de temperatura.

En el año 1994, se presentaron los primeros trabajos sobre sistemas BOTDA realizados por el grupo de Thévenaz en Suiza, de donde posteriormente, hasta donde sabemos, se creó la primera empresa que comercializó sistemas BOTDA: Omnisens, en el año 1999. En el primer trabajo realizado por el grupo de Thévenaz sobre sistemas BOTDA [63], además de hacer una detallada descripción del funcionamiento de un sistema de monitorización distribuida de temperatura utilizando *scattering* Brillouin estimulado, se propone una solución elegante para la obtención de las dos ondas contra-propagantes, utilizando una misma fuente óptica para generar la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba, de forma que las posibles inestabilidades en longitud de onda afecten por igual a ambas señales, mantenido de este modo constante su separación en frecuencia. Esto lo consiguieron realizando una modulación del láser en amplitud, utilizando una señal de RF (radio-frecuencia), con valor de frecuencia aproximadamente el *shift* de frecuencia Brillouin de la fibra. También pusieron de manifiesto la importancia de la selección de un punto de trabajo apropiado del modulador electro-óptico para que los pulsos ópticos generados, es decir, la señal de bombeo, tenga la

menor cantidad de componente continua posible, ya que esto redundaría en un mejor rango dinámico del sistema completo de monitorización. En este primer trabajo se utilizó una distancia total de monitorización de 4.7 kilómetros, con resolución espacial de 60 metros, que en ese momento era la resolución mínima que les permitía medir su diseño experimental con unas condiciones aceptables (anchura de pulso de 600 ns). Estas condiciones de medida permitían que el sensor distribuido tuviera una resolución de medida de temperatura mejor de 0.5 °C, presentando la fibra estándar utilizada un coeficiente de cambio del *shift* de frecuencia con la temperatura de 1.36 MHz/°C. En el trabajo presentado posteriormente por el mismo grupo en [64] se compara la mejor resolución espacial conseguida utilizando fibra estándar monomodo (SSMF) y fibra de dispersión desplazada (DSF), con el mismo sistema de monitorización, consiguiendo en el primer caso una resolución espacial de 4.5 metros y en el segundo de 3.5 metros, ya que se utilizaban pulsos ópticos de anchura temporal 45 ns y 35 ns respectivamente, debiéndose esta mejora en la fibra DSF debido a que tiene un mayor coeficiente no lineal γ , con lo que para unas mismas condiciones, se produce una mayor ganancia Brillouin en este caso que utilizando fibra SSMF, ya que la primera tiene un núcleo mucho más pequeño ($\sim 60\%$ menos de área efectiva), razón por la que este tipo de fibra es más no lineal. La resolución de medida conseguida con este sistema para la medida de *strain* es de 5 μm , mientras que la resolución en temperatura se mejoró hasta 0.25 °C. Un año más tarde, en 1997, de nuevo Thévenaz, Niklès y Robert presentaron un profundo trabajo [65] en el que se comparaban los parámetros de la ganancia Brillouin, esto es, su valor de ganancia máximo, el *shift* de frecuencia al que se produce la misma y el ancho de la curva de ganancia, en función del contenido de GeO₂ utilizado como dopante del núcleo de la fibra óptica. Además demostraron experimentalmente la linealidad del sistema BOTDA en un rango de temperatura entre -30 °C y 100 °C, y en *strain* entre 0 y 1%, consiguiendo el coeficiente de cambio en el *shift* de frecuencia con la temperatura anteriormente citado, y un cambio en el coeficiente de cambio en el *shift* de frecuencia con el *strain* de aproximadamente 600 MHz/%.

Hay aplicaciones, que por el gran tamaño de la infraestructura a monitorizar, exigen sensores de elevado alcance en distancia, pasando relativamente a un segundo plano la resolución espacial del sensor. No obstante, se trata de lograr la mejor resolución espacial que sea posible. Por ejemplo, en la referencia [66] se muestra un sistema que es capaz de medir temperatura con una resolución de 2.2 °C y *strain* con resolución 44 $\mu\epsilon$, sobre una distancia de monitorización de 50 kilómetros, con resolución espacial de un metro. La atenuación propia de la fibra óptica juega un papel fundamental, puesto

que la señal, que se utiliza para realizar la monitorización, se atenúa con la distancia, dando lugar a que, a partir de una cierta distancia, no se produzca ganancia Brillouin en la fibra, y consiguientemente no existe amplificación Brillouin sobre la onda de prueba. Tampoco es posible el aumento elevado de la potencia de la onda de bombeo, ya que a partir de un cierto umbral, se produce agotamiento de bombeo. Si esto ocurre, tampoco se producirá ganancia Brillouin. La solución a este problema será abordado en la sección 3.7.

3.6.3. Sensores distribuidos de fibra óptica basados en la correlación Brillouin

Uno de los inconvenientes que presentan los sistemas BOTDA es el ensanchamiento de la ganancia Brillouin para pulsos de bombeo Brillouin de corta duración, debido a que se produce una pérdida de contraste de señal (ver sección 4.2.3). Para solventar este problema, en el año 2002, Hotate *et al.* [52] propusieron una nueva técnica basada en el control de la correlación entre dos señales continuas, generando de este modo *scattering* Brillouin en la fibra de forma local, y no siendo necesaria la utilización de pulsos ópticos para el bombeo. En este sistema se utiliza una modulación en frecuencia para crear correlación de forma local, consiguiendo resoluciones espaciales del orden de los centímetros.

El SBS depende de la correlación entre las dos ondas que lo generan [39], y la eficiencia del proceso baja de forma abrupta debido a cambios de frecuencia, fase o polarización. En esencia, el funcionamiento del BOCDA se apoya en la reducción artificialmente de la correlación entre las ondas que generan SBS en cualquier punto de la fibra, excepto en el punto de estudio.

Supongamos dos ondas luminosas sincronizadas, que se encuentran moduladas en frecuencia, y que se introducen en una fibra de longitud L , una por cada extremo. En un determinado instante de tiempo t y para una determinada posición de la fibra z , los campos de las dos ondas ópticas pueden expresarse como:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \exp [j [2\pi (\nu_1 + \Delta f \cos (2\pi f_m t_1)) t - kz]] \\ E_2 &= E_{02} \exp [j [2\pi (\nu_2 + \Delta f \cos (2\pi f_m t_2)) t + kz]] \end{aligned} \quad (3.10)$$

donde Δf es la variación máxima de frecuencia, y f_m es la frecuencia de modulación.

Los tiempos t_1 y t_2 dependen de cada posición z y de la velocidad de grupo v_g , pudiendo calcularse como:

$$\begin{aligned} t_1 &= t - z/v_g \\ t_2 &= t - (L - z)/v_g \end{aligned} \quad (3.11)$$

Con las ecuaciones 3.10 y 3.11 estamos en condiciones de calcular la diferencia instantánea de frecuencia $\Delta\nu_{ins}$ entre las dos ondas contra-propagantes:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{ins} &= \nu_1 + \Delta f \cos(2\pi f_m t_1) - [\nu_2 + \Delta f \cos(2\pi f_m t_2)] \\ &= \nu_1 - \nu_2 + \Delta f [\cos(2\pi f_m t_1) - \cos(2\pi f_m t_2)] \\ &= \nu_1 - \nu_2 - 2\Delta f \sin[\pi f_m (t_1 - t_2)] \sin[\pi f_m (t_1 + t_2)] \\ &= \nu_1 - \nu_2 - 2\Delta f \sin[\pi f_m (L - 2z)/v_g] \sin[\pi f_m (2t - L/v_g)] \end{aligned} \quad (3.12)$$

donde el último término de la diferencia instantánea de frecuencia se anula para posiciones equiespaciadas:

$$z_k = \frac{1}{2} \left(L - k \frac{v_g}{f_m} \right) \quad k = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots \quad (3.13)$$

por lo que la diferencia de frecuencia instantánea entre las dos ondas contra-propagantes es constante en estos puntos específicos z_k (ver curva azul en la figura 3.15), donde cada curva (de un mismo color en la figura) representa un instante de tiempo t diferente. Como mostramos en la figura 3.15, las posiciones z_k presentan una diferencia de frecuencia entre las dos ondas contra-propagantes que es constante para cualquier instante de tiempo t , y la correlación entre las dos ondas contra-propagantes es perfecta en dichos puntos, y baja para el resto de puntos.

El cambio de la frecuencia de modulación f_m da lugar a un cambio de posición de los puntos para los cuales el valor de correlación entre las dos señales es máxima, esto es, cambia el valor de los puntos z_k , que dan lugar a que $\Delta\nu_{ins} = \nu_1 - \nu_2$ (curva roja en la figura 3.15). Variando la frecuencia de modulación f_m es posible variar el punto para el cual la correlación entre las dos señales es máxima, permitiendo la monitorización sobre una cierta distancia de fibra.

El espectro del batido de las dos señales se ensancha para todas las posiciones excepto para los puntos de correlación máxima (puntos z_k), en los que se produce una

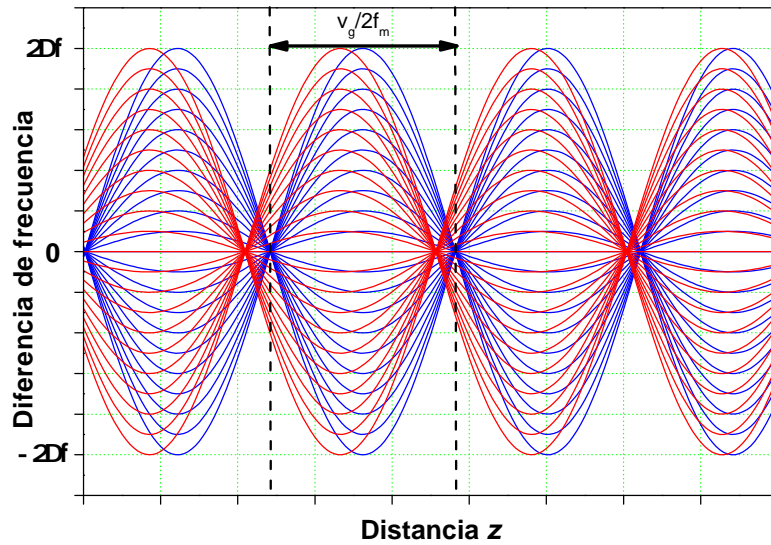


Figura 3.15: Diferencia de frecuencia instantánea entre dos ondas contra-propagantes moduladas en frecuencia en un sistema BOFDA, representadas en dos instantes de tiempo diferentes

distribución de frecuencia correspondiente a una delta de Dirac. En estas condiciones, el espectro de ganancia Brillouin vendrá dado por la convolución de la ganancia Brillouin intrínseca de la fibra que se utilice con el espectro de interferencia entre las dos señales contra-propagantes. Esto da lugar a que:

1. La onda de prueba sea amplificada eficientemente con la distribución natural de la ganancia Brillouin en los puntos de correlación z_k y en sus proximidades (ver figuras 3.16.a y 3.16.b).
2. No se producirá amplificación eficiente, debido al ensanchamiento que se produce sobre la curva de ganancia Brillouin, en el resto de puntos de la fibra (ver figuras 3.16.c y 3.16.d).

Es necesario incluir un cierto retardo o desfase entre las dos señales contra-propagantes para evitar el punto de correlación de orden cero ($k=0$ en la ecuación 3.13), ya que este punto es fijo aunque varíe la frecuencia de modulación f_m . Los parámetros de la modulación se tienen que seleccionar de forma que solo exista un punto de correlación en la fibra.

La onda de prueba solo será amplificada mediante la ganancia Brillouin en los puntos en los que exista correlación, y dicha onda tendrá toda la información relativa a

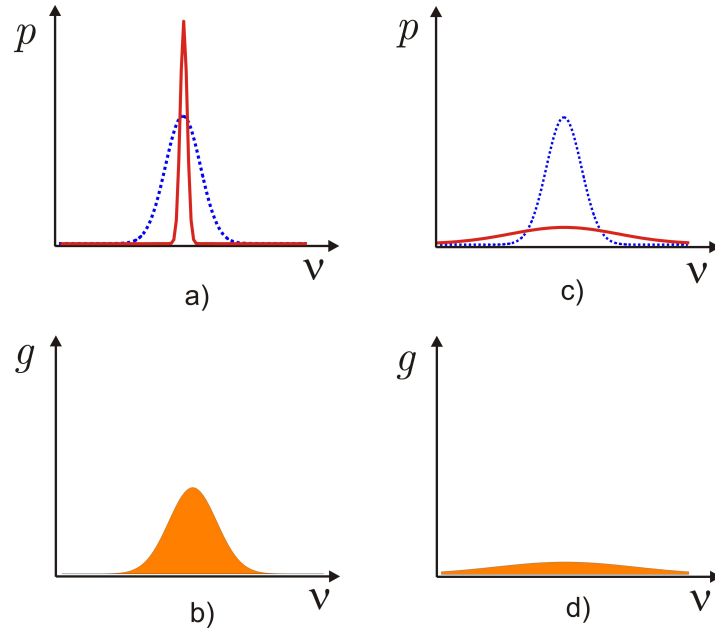


Figura 3.16: a) Batido entre las dos señales continuas para puntos con alta correlación (traza roja) y espectro de ganancia Brillouin (traza azul). b) Ganancia sobre la onda de prueba en los puntos que exista alta correlación. c) Batido entre las dos señales continuas para puntos sin correlación (traza roja) y espectro de ganancia Brillouin (traza azul). d) Ganancia sobre la onda de prueba en los puntos que no exista correlación

las propiedades que tiene la ganancia Brillouin únicamente en esos puntos (dependencia con la temperatura y con el *strain*). Para que no se produzcan ambigüedades, es necesario controlar la modulación en frecuencia f_m en función de la longitud de fibra, de forma que solo exista un punto de correlación a lo largo de la fibra. En resumidas cuentas, esto determina el rango de frecuencia que se puede utilizar para f_m .

La resolución espacial de esta técnica viene dada por el rango de posibles valores para Δz alrededor del punto de correlación, sobre el cual el ensanchamiento del batido de las señales es suficientemente pequeño como para no producir una disminución significativa de la ganancia Brillouin efectiva. Esto viene dado por la condición de que un punto estará dentro del rango de ganancia espacial si el ensanchamiento de la señal de batido es menor que la anchura de línea natural de la ganancia Brillouin. Suponiendo que la resolución espacial Δz es pequeña comparada con el rango de medida, la expresión para calcular la resolución espacial es:

$$2 \Delta f \pi f_m 2 \frac{\Delta z}{v_g} \simeq \Delta \nu_B \Rightarrow \Delta z \simeq \frac{v_g \Delta \nu_B}{\pi \Delta f f_m} \quad (3.14)$$

Para que el sistema tenga una resolución espacial óptima, la profundidad de modulación Δf y la frecuencia de modulación f_m deben ser lo más grandes que sea posible. Sin embargo, estos dos valores no pueden hacerse grandes de una forma arbitraria, debido a que la distancia entre dos puntos de correlación depende de forma indirecta de f_m , de acuerdo con la siguiente ecuación:

$$L_{z_k} = \frac{v_g}{2f_m} \quad (3.15)$$

Por otra parte, la profundidad de modulación Δf no puede ser mayor que el *shift* de frecuencia Brillouin, porque en ese caso las ondas de bombeo y prueba *intercambiarían su papel*, pasando a ser ondas de prueba y bombeo, y esto daría lugar a la aparición de puntos de correlación *fantasmas*. A partir de estos dos límites es posible calcular el número de puntos de monitorización N_{sp} , que calcularemos como:

$$N_{sp} = \frac{L_{z_k}}{\Delta z} = \frac{\pi \Delta f}{2 \Delta \nu_B} \leq \frac{\pi \nu_B}{2 \Delta \nu_B} \simeq 600 \quad (3.16)$$

Este número es mucho más pequeño que el utilizado en las técnicas basadas en bombeo Brillouin pulsado, que puede superar ampliamente los diez mil puntos de monitorización. En la práctica, para una resolución espacial de $\Delta z = 1$ cm, implica que la medida puede realizarse sobre una longitud total de fibra de 6 metros para no tener ambigüedades. Este ajuste requiere una profundidad de modulación de $\Delta f = 10.3$ GHz y una frecuencia de modulación de $f_m = 17$ MHz.

3.6.4. Sensores distribuidos de fibra óptica basados en eco Brillouin

La creencia de que la resolución espacial de los sensores Brillouin basados en pulsos ópticos se encuentra limitada a un metro, como los casos del BOTDA y del BOTDR, fue cuestionada cuando Bao *et al.* [53] observaron que el espectro de ganancia Brillouin se hace más estrecho que su anchura de línea natural cuando los pulsos de bombeo tienen menor duración que el doble del tiempo de vida de los fonones, que es del orden de 12 ns. Este hecho permite la obtención de medidas con mejores resoluciones espaciales mediante la utilización de pulsos ultra-cortos.

El comportamiento del fenómeno al que hacemos referencia se consigue realizando una pre-excitación de la onda acústica por medio de la interacción de una onda de bombeo continua (o un pulso de duración mucho mayor que el tiempo de vida de los fonones) con una onda continua (o prueba) contra-propagante a la onda de bombeo,

debiendo de presentar ambas señales una separación en frecuencia adecuada para que la onda de prueba sufra amplificación Brillouin. Una vez generada la onda acústica en la fibra, una variación rápida en la onda de bombeo (más rápido que el tiempo de vida de los fonones) da lugar a un cambio con la misma rapidez en la amplificación de la onda de prueba, sin afectar significativamente a la onda acústica. Debido a que en este tipo de sistema se utilizan ondas continuas (o cuasi-continuas), la anchura natural de línea Brillouin se conserva dando lugar a una alta sensibilidad al *strain* y a la temperatura, y simultáneamente, proporcionando una alta resolución espacial, que dependerá de la rapidez con que varíe la onda de bombeo [67].

En la bibliografía existen tres alternativas propuestas para generar el cambio rápido sobre la onda de bombeo Brillouin: mediante la generación de un pulso brillante, de un pulso oscuro, o bien, de un *phase pulse* (cambio de fase sobre el pulso). Los comentamos a continuación:

1. *Pulso brillante*: la tasa de extinción finita del modulador electro-óptico da lugar a una componente continua a su salida que da lugar a la generación de la onda acústica, y por ello, produciéndose la amplificación de la onda de prueba. Precisamente, este efecto se trata de evitar en los sistemas BOTDA debido a que supone una peor relación señal-ruido en la señal detectada. Una energía adicional de la onda de bombeo (mayor amplitud) dará lugar a una amplificación adicional sobre la onda de prueba (ver figura 3.17(a)). Con este tipo de configuración se han conseguido resoluciones espaciales de hasta 15 cm [67].
2. *Pulso oscuro*: la onda de bombeo se suprime durante un breve espacio de tiempo, no existiendo en esos instantes luz reflejada. Sobre las trazas se observa una amplificación negativa o pérdidas, aunque la realidad es que existe ausencia de amplificación Brillouin durante la existencia del pulso oscuro (ver figura 3.17(b)). Es necesario que la onda acústica se mantenga activa mientras dura el pulso oscuro. La amplificación Brillouin sobre la onda de prueba se reactiva en el momento en que el bombeo se vuelve a elevar. Con la configuración de pulso oscuro se han conseguido resoluciones espaciales de hasta 2 cm [67].
3. *Phase pulse* o cambio en la fase del pulso: se aplica sobre el bombeo durante un breve instante un desfase de π , dando lugar a una interferencia destructiva (anti-resonancia) con la onda de prueba, que equivale a un proceso de atenuación. En este caso, la respuesta es idéntica que para el pulso oscuro, pero siendo el doble de eficiente para un idéntico valor de potencia del bombeo (ver figura 3.17(c)). A este

tipo de sistema, en la bibliografía, se le conoce como *Brillouin Echo Distributed Sensing* (BEDS) y se presentó por primera vez en [68].

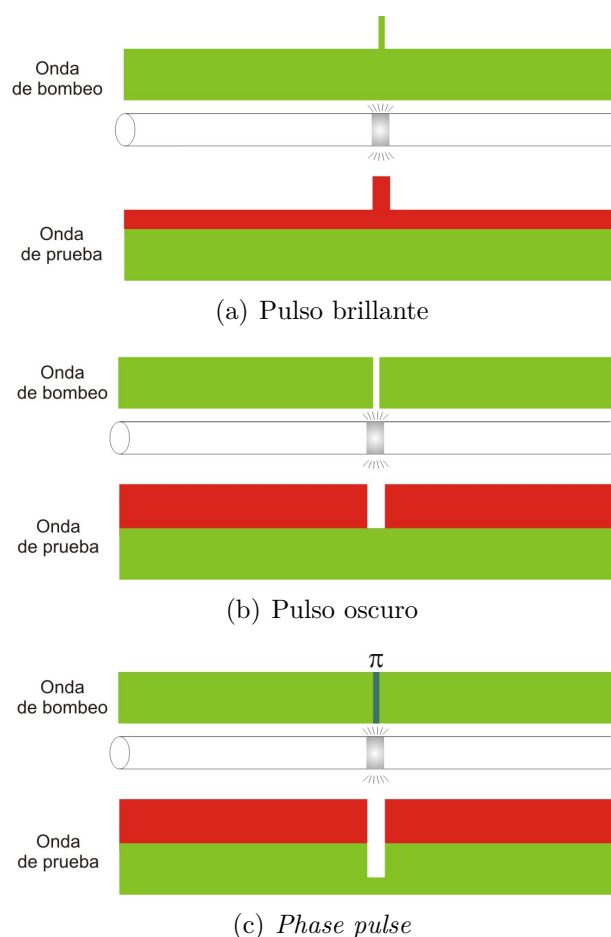


Figura 3.17: Configuraciones de pulso para un sistema BEDS

El mayor problema que presenta esta técnica radica en el decaimiento parcial de la onda acústica durante la duración del pulso de bombeo, que da lugar a un segundo eco atenuado cuando el bombeo vuelve a su valor original, después del pulso. Este eco dura el tiempo de amortiguamiento acústico, y da lugar a la aparición de una respuesta fantasma en posteriores puntos de medida. Para solucionar el problema del segundo eco existen dos posibles soluciones:

1. Debido a que la respuesta al impulso de cualquier sensor BEDS se puede obtener de forma analítica, es posible eliminar mediante un algoritmo adecuado la contribución del segundo eco a dicha respuesta al impulso [39].

2. Eliminando el bombeo inmediatamente después de realizar el desfase del pulso (*phase pulse*). De este modo no se reflejará más luz del bombeo [39].

El diagrama de bloques del sistema BEDS diseñado por Foaleng *et al.* [67] (ver figura 3.18) es similar al de un sistema BOTDA. Para las dos primeras configuraciones de pulso que acabamos de describir, la onda de bombeo se obtiene mediante una modulación en intensidad a través de un modulador electro-óptico, polarizado en el punto apropiado. En el caso del *phase pulse*, es necesario un modulador de fase, que sustituirá al modulador de intensidad utilizado en los dos primeros casos, para introducir un cambio de fase durante un breve periodo de tiempo. Esto constituye la onda de bombeo Brillouin (rama inferior en la figura), mientras que en la rama superior se genera la onda de prueba. Finalmente se detecta la onda de prueba amplificada por Brillouin. En el trabajo de Foaleng *et al.* [67], el *phase pulse* tiene una anchura temporal de 500 ps, lo que le permite una resolución espacial de medida de 5 centímetros, sobre una fibra sensora de 5 km.

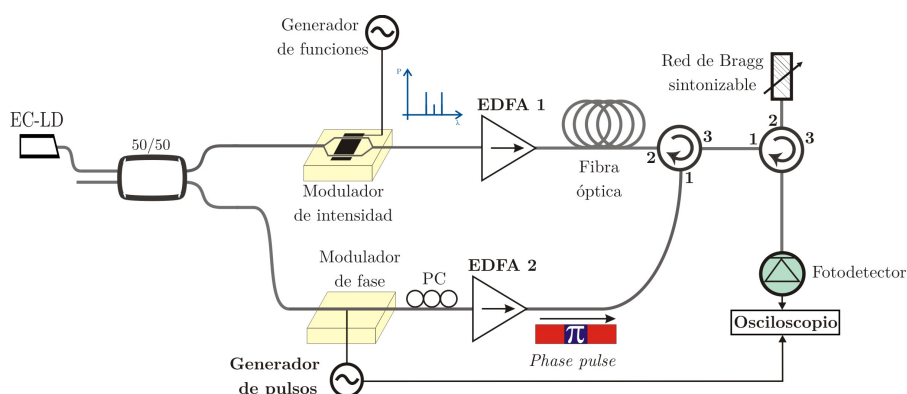


Figura 3.18: Diagrama de bloques de un sistema BEDS basado en pulso con cambio de fase de valor π

3.7. Evolución y estado actual de los sensores distribuidos Brillouin de fibra óptica basados en mezcla de efectos no lineales

Las mayores distancias publicadas de los sensores basados en *scattering* Brillouin en el momento en que desarrollamos este trabajo de tesis era de unos 50 kilómetros en el caso de utilizar SBS [69] y un poco superiores (57 kilómetros) en el caso de utilizar *scattering* Brillouin espontáneo [57]. En la actualidad, OZ Optics comercializa un

sistema BOTDA, que en configuración de gran alcance permite monitorizar hasta 100 kilómetros, con resolución espacial de medida de hasta 20 metros, mientras que en configuración de alta resolución permite medir hasta 2 kilómetros con resolución espacial de medida de 10 centímetros. Para aumentar el rango dinámico de estos sensores, que se traduce en un aumento de la longitud de monitorización, se ha propuesto la utilización de amplificación Raman para dotar de una mayor potencia a las señales inmersas en los sensores distribuidos de fibra óptica como los sistemas OTDR o los sistemas BOTDR. De esta forma se puede aumentar el rango dinámico del sensor. La ventaja de la utilización de amplificación Raman es que la misma se realiza de forma distribuida, y no puntual como ocurre en los amplificadores ópticos convencionales. Esto permite trabajar con niveles de amplificación más elevados sin que llegue a producirse saturación de la ganancia Brillouin.

El primer trabajo en el que se propone la utilización de amplificación Raman como método de amplificación distribuida sobre un sensor Brillouin fue propuesto en [70] sobre un sistema BOTDR, que fue publicado en 2002, y en donde se propone el uso de amplificación Raman operando en onda continua para ampliar el rango dinámico de este tipo de sensores. Es una solución análoga a la especificada en [71] para aumentar el rango dinámico de los OTDR, consiguiendo en esas condiciones aumentar el rango dinámico de dicho sistema OTDR en 17.5 dB, lo que equivalía a poder detectar la señal de *backscatter* Rayleigh a 100 kilómetros sin que existiera una penalización significativa por aumento de ruido en el sistema. En este primer sensor de fibra óptica basado en *scattering* Brillouin espontáneo que utiliza amplificación Raman distribuida para la mejora del rango dinámico [70] se logran monitorizar 35 kilómetros con resolución espacial de 6 metros, pero existen evidencias del aumento de ruido debido al uso de dicha amplificación Raman. No obstante, en este primer experimento no se aprecia una clara mejora, ya que el mismo grupo de investigación, el liderado por Newson, había logrado el año anterior realizar un sensor sin la utilización de amplificación Raman de 57 kilómetros de longitud, mientras que en el primer desarrollo que se utilizó amplificación Raman se consiguieron 35 kilómetros, es decir, 22 kilómetros menos de alcance. Aproximadamente un año más tarde, el grupo de Newson presentó un sistema con amplificación Raman mediante el cual era posible realizar la monitorización de la temperatura sobre una distancia de 50 kilómetros con resolución espacial de 15 metros [72]. En este sistema se consigue una mejora de señal en el peor punto de la fibra (kilómetro 50) de aproximadamente 5 dB. En este trabajo se aprecia que hasta el kilómetro 30, el error que se produce en la determinación de la temperatura es

de aproximadamente 4 °C, mientras que a partir de ese punto, conforme la distancia aumenta, el error en la determinación de la temperatura aumenta de forma drástica en el caso de no utilizar amplificación Raman, y aumenta levemente en el caso de utilizar amplificación Raman. Como datos numéricos se proporcionan las resoluciones entre los puntos kilométricos 45 y 50: en el caso de no utilizar amplificación Raman, el error en la determinación de la temperatura es de 40 °C, valor que en la mayor parte de las aplicaciones es inadmisibles, mientras que con ayuda de amplificación Raman se logran valores de incertidumbre de 13 °C en la determinación de la temperatura, que aunque es aún elevado es tres veces mejor respecto a no utilizar amplificación Raman. Es necesario tener un control exhaustivo de la potencia que se utiliza para generar la amplificación Raman para evitar la generación de SPM, ya que la aparición de este efecto no lineal dará lugar a la pérdida de resolución en la medida por parte del sensor [73].

En el año 2004, Alahbabi *et al.* [74] publicaron el trabajo, en donde utilizan un sistema BOTDR para la medida de la temperatura, y en el que se utiliza amplificación Raman, duplicando la longitud total de monitorización del sensor anterior [72], presentando el primero 100 kilómetros como longitud total de medida, con una resolución espacial de medida de 50 metros. En este sistema, el error en la medida de la temperatura es inferior a 1 °C hasta el kilómetro 60, y se hace máxima en el extremo final de la fibra óptica (kilómetro 100) donde el valor del error es de aproximadamente 8 °C.

Hasta la fecha se han realizado estudios para la ampliación del rango dinámico de sensores distribuidos de fibra óptica basados en *scattering* Brillouin espontáneo [72,74], pero en el momento en el que se comenzaron los primeros trabajos que han dado lugar a esta tesis no se había estudiado cómo aumentar el rango dinámico de los sensores basados en *scattering* Brillouin estimulado. No obstante, en la actualidad ya existen algunos trabajos, posteriores a los que hemos realizado en este trabajo de investigación [75], en los que se estudia la mejora con amplificación Raman de primer orden en configuración bi-direccional, habiendo igualado nuestra resolución en temperatura (2.2 °C), con la misma resolución espacial de dos metros y con una distancia de 120 kilómetros, con esa misma configuración en [43,76].

Sin embargo, aún no se han presentado trabajos en los que se utilice amplificación Raman distribuida de primer orden en las configuraciones co-propagante y contra-propagante respecto de la onda de bombeo Brillouin, y que se presenta como parte fundamental de este trabajo en el capítulo 5, ni tampoco con amplificación Raman de segundo orden, que la presentamos en el capítulo 6.

3.8. Cuadro comparativo de los diferentes sensores distribuidos de fibra óptica

Para finalizar este capítulo, hemos considerado interesante incluir una tabla representativa de los diferentes sensores distribuidos de fibra óptica que hemos descrito anteriormente (ver tabla 3.1). Entre paréntesis incluimos la empresa que lo comercializa, o el grupo de investigación que lo ha desarrollado, en el caso de que no se comercialice.

Sistema	Parámetro de medida	Efecto físico en que se apoya	Mejor resolución longitudinal encontrada	Alcance máximo encontrado	Mejor resolución de medida encontrada
OTDR	Atenuación	<i>Scattering</i> Rayleigh	10 cm contador de fotones (Luciol Instruments)	Hasta 160 km (Luciol Instruments)	-
OFDR	Atenuación	<i>Scattering</i> Rayleigh	5 cm (Fan <i>et al.</i> [77])	Hasta 39.2 km (Fan <i>et al.</i> [77])	-
COTDR	Atenuación	<i>Scattering</i> Rayleigh	-	Hasta 19 km (Juarez [40])	-
Reflectómetro de alta resolución	Atenuación	<i>Scattering</i> Rayleigh	10 μm (Luna Technologies Inc.)	Hasta 2 km (Luna Technologies Inc.)	-
ROTDR	Temperatura	<i>Scattering</i> Raman	1 cm (Dyer <i>et al.</i> [78])	8 km (AP Sensing)	0.1 $^{\circ}\text{C}$ (AP Sensing)
ROFDR	Temperatura	<i>Scattering</i> Raman	Mejor que 0.3 m (Lios Technology)	Hasta 40 km (Lios Technology)	Mejor que 1 $^{\circ}\text{C}$
BOTDR	Temperatura y <i>strain</i>	<i>Scattering</i> Brillouin	1 metro (Sensornet Ltd.)	24 kilómetros (Sensornet Ltd.)	1 $^{\circ}\text{C}$ 10 $\mu\epsilon$
BOCDA	Temperatura y <i>strain</i>	<i>Scattering</i> Brillouin	1.6 mm (Song <i>et al.</i> [79])	1 kilómetro (Song <i>et al.</i> [79])	0.1 $^{\circ}\text{C}$ 2 $\mu\epsilon$
BEDS	Temperatura y <i>strain</i>	<i>Scattering</i> Brillouin	5 cm (Foaleng <i>et al.</i> [80])	5 kilómetros (Foaleng <i>et al.</i> [80])	3 $^{\circ}\text{C}$
BOTDA	Temperatura y <i>strain</i>	<i>scattering</i> Brillouin	Hasta 0.1 metros (OZ Optics)	Hasta 100 kilómetros (OZ Optics)	0.1 $^{\circ}\text{C}$ 2 $\mu\epsilon$

Tabla 3.1: Comparación de los diferentes sensores distribuidos de fibra óptica

Capítulo 4

Sensor distribuido de fibra óptica basado en *scattering* Brillouin estimulado

Los objetivos fundamentales que nos hemos propuesto en esta tesis son: por un lado, el desarrollo de un sensor distribuido de fibra óptica basado en SBS de tipo BOTDA, y por otro, la mejora de la resolución y rango dinámico de este sistema mediante amplificación distribuida Raman. En este capítulo abordamos el primero de estos objetivos: el desarrollo del sistema BOTDA, que en los siguientes capítulos mejoraremos utilizando amplificación Raman distribuida. Para ello comenzaremos por presentar los conceptos básicos en los que se fundamenta un sensor distribuido de fibra óptica basado en SBS, describiendo la técnica en la que apoyamos su funcionamiento, para a continuación mostrar las diferentes propuestas de montaje experimental, y las medidas realizadas con ellos, así como la discusión sobre los primeros resultados obtenidos.

4.1. Descripción de un sensor BOTDA

El efecto Brillouin en la fibra óptica se manifiesta cuando se introduce en ésta una señal de frecuencia f_p , de anchura de línea pequeña, menor de 1 GHz [1], y de intensidad adecuada, apareciendo bajo este supuesto dos nuevas bandas de frecuencia denominadas banda Stokes y banda anti-Stokes. Estas dos bandas están separadas la misma frecuencia ν_B respecto de la onda de bombeo que las genera, siendo $f_p - \nu_B$ la frecuencia de la onda Stokes, y $f_p + \nu_B$ la frecuencia de la onda anti-Stokes. En la figura 4.1 mostramos una representación teórica del espectro para una longitud de onda de

la señal de bombeo próxima a 1550 nm y fibra estándar de telecomunicaciones. En la representación se pueden apreciar las tres ondas a las que hemos hecho referencia: la onda de bombeo con longitud de onda λ_p , o frecuencia f_p , que es la onda de mayor energía, y las dos bandas producidas por *scattering* Brillouin, la banda Stokes y la banda anti-Stokes. Tal y como se muestra en la representación, la separación en frecuencia respecto de la onda de bombeo de las bandas Stokes y anti-Stokes es exactamente la misma y coincide con el valor ν_B de la fibra. Por último, tal y como hemos mencionado en el capítulo 2, denotamos mediante $\Delta\nu_B$ a la anchura a mitad de altura (FWHM) de las curvas Stokes y anti-Stokes.

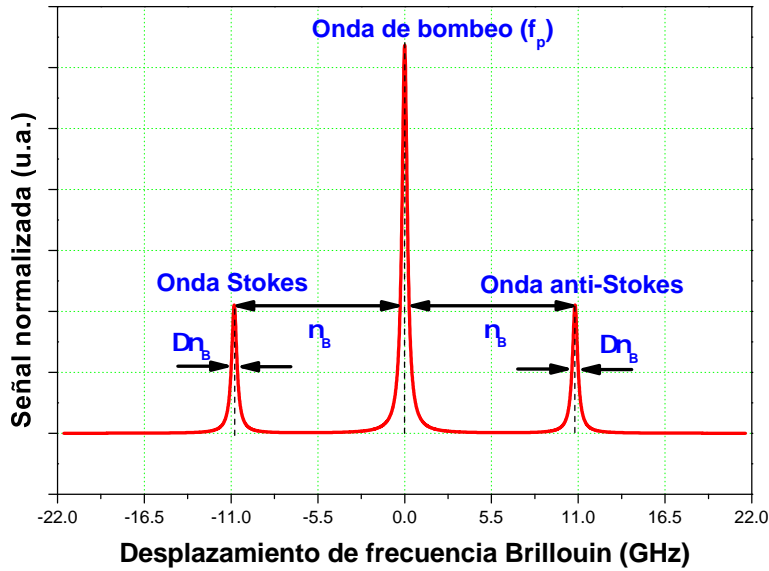


Figura 4.1: Espectro de las señales involucradas en el fenómeno del *scattering* Brillouin. Estas señales, la Stokes y la anti-Stokes, se encuentran separadas respecto de la onda de bombeo que las genera una frecuencia ν_B , que depende del tipo de fibra óptica en la que se genere *scattering* Brillouin, y de la longitud de onda de la propia señal de bombeo. En general, el valor del *shift* de frecuencia se encuentra entre los 10 GHz y los 13 GHz

El valor del desplazamiento de frecuencia Brillouin es un parámetro dependiente del tipo de fibra óptica que se esté utilizando ya que varía con sus características no lineales, pero también depende de la longitud de onda que se utilice para la señal de bombeo. Dicho *shift* de frecuencia puede calcularse, para cada punto de la fibra óptica, como se muestra en la ecuación 4.1:

$$\nu_B(z) = \pm \frac{2n_{eff}(z)v_a(z)}{\lambda_p} \quad (4.1)$$

dónde λ_p es la longitud de onda del bombeo, n_{eff} es el índice de refracción efectivo de la fibra y v_a es la velocidad acústica en la fibra [1]. Cualquier perturbación que cambie la velocidad acústica de la fibra óptica o el índice de refracción efectivo producirá un cambio en el valor de ν_B , y su variación podrá ser medida y relacionada con el parámetro físico concreto, que ha producido dicha variación.

Hemos considerado como potencia umbral estándar para la generación de *scattering* Brillouin, tal y como hemos descrito en el capítulo 2, la que se recoge en la referencia bibliográfica [1]. Suponiendo que $\alpha L \gg 1$, se puede aproximar la potencia de bombeo mínima para la aparición de dicho *scattering* Brillouin tal y como indica la ecuación 4.2, aproximación válida en el supuesto de que la anchura de línea de la fuente de bombeo es muy pequeña comparada con la anchura de la curva de ganancia Brillouin:

$$P_{th} \simeq \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (4.2)$$

dónde L_{eff} es la longitud efectiva de la fibra óptica definida como indicamos en la ecuación 2.40.

Se puede observar en la ecuación 4.2, que cuanto mayor sea la longitud efectiva de fibra existe un mayor recorrido en el que se produce interacción no lineal con lo que la potencia umbral necesaria para la generación de *scattering* Brillouin es menor, y por otra parte, cuanto mayor sea el área efectiva la densidad de potencia óptica en el interior de la fibra óptica es menor, con lo que la potencia umbral para que se produzca ganancia Brillouin aumenta. Por último, también existe dependencia de la potencia umbral con el valor de la ganancia Brillouin, que es un parámetro propio de la fibra. En este caso la dependencia es inversa: cuanto mayor sea el valor de la ganancia Brillouin, menor es la potencia umbral necesaria para la generación de este fenómeno. El valor del parámetro g_B depende del tipo de fibra, así como de la concentración de dopantes de la misma. Con los valores típicos de una fibra de dispersión desplazada ($L_{eff} \simeq 22$ km, $A_{eff} \simeq 50 \mu\text{m}^2$ y $g_B \simeq 5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$) el valor de la potencia umbral es de $P_{th} \simeq 1$ mW.

Cuando se alcanza el umbral de potencia a partir del cual se genera SBS en la fibra óptica, se produce una cierta transferencia de energía de la onda de bombeo a la onda Stokes, como hemos descrito en el capítulo 2. Las características espectrales que presenta la curva de ganancia Brillouin la hacen apropiada para la implementación de diferentes sistemas ópticos como ya hemos citado en los capítulos 2 y 3. Entre estas aplicaciones tenemos: el desarrollo de láseres con poca anchura espectral [25], la implementación de filtros ópticos espectralmente muy estrechos [27], amplificadores de

banda estrecha [81] o sensores distribuidos de fibra óptica [43, 82, 83]. Como decíamos, todas estas posibles aplicaciones se basan en la propia naturaleza del SBS.

Gráficamente, el efecto de *scattering* Brillouin sobre el espectro de frecuencia se puede representar como mostramos en la figura 4.2. La onda de bombeo Brillouin de intensidad suficiente y de anchura de línea pequeña genera una amplificación de banda estrecha. El ancho de la banda de la ganancia Brillouin para una onda de bombeo pulsada está comprendido entre los 30 y los 50 MHz, y el *shift* de frecuencia entre la onda de bombeo y la curva de ganancia Brillouin, que se calcula mediante la ecuación 4.1, está comprendido entre los 10 y los 13 GHz, aunque ambos dependen de la longitud de onda que presente la señal de bombeo y del tipo de fibra óptica que se empleé. Si la curva de ganancia Brillouin se encuentra a la misma frecuencia que otra señal óptica, esta última será amplificada, salvo que existiera saturación de la ganancia. Esta amplificación de banda estrecha permite la realización de filtros ópticos muy selectivos en frecuencia. Y por cambiar el *shift* de frecuencia entre la onda de bombeo y la onda Stokes con la variación de la temperatura y el *strain*, debido a que ambas magnitudes físicas provocan un cambio en la velocidad acústica de la fibra v_a , puede utilizarse este fenómeno para el desarrollo de sensores distribuidos de fibra óptica aptos para la monitorización de estas dos magnitudes físicas.

Para el desarrollo de un sensor de *strain* y temperatura basado en SBS, tal y como ilustramos en la figura 4.3 se utilizan dos señales contra-propagantes entre ellas, ya que como hemos descrito en el capítulo 2, el *scattering* Brillouin es máximo en el sentido contrario al sentido de propagación de la onda de bombeo. La onda de bombeo, es pulsada y tiene intensidad suficiente como para generar ganancia Brillouin en la fibra óptica y tiene una frecuencia f_p . A esta señal, en la figura 4.3 la hemos representado como un pulso de color verde, que se propaga desde la izquierda hacia la derecha. La otra señal, la onda de prueba, es de menor intensidad y frecuencia y es una onda continua (CW). En la figura, la onda de prueba se propaga desde la derecha hacia la izquierda y es de color rojo. El sistema se ajustará para que la onda de prueba presente un *shift* de frecuencia, respecto de la onda de bombeo, igual al valor que tenga el parámetro ν_B de la fibra óptica que estamos utilizando como medio de monitorización, con lo que su frecuencia tendrá que ser $f_p - \nu_B$. La onda de bombeo generará la curva de ganancia Brillouin, justamente a la frecuencia $f_p - \nu_B$, que amplifica, conforme dicho pulso de bombeo se va propagando por la fibra óptica a la onda de prueba. Hemos representado este fenómeno de amplificación en la figura haciendo más alta la onda continua. Este proceso continúa a lo largo de toda la fibra óptica mientras la onda de

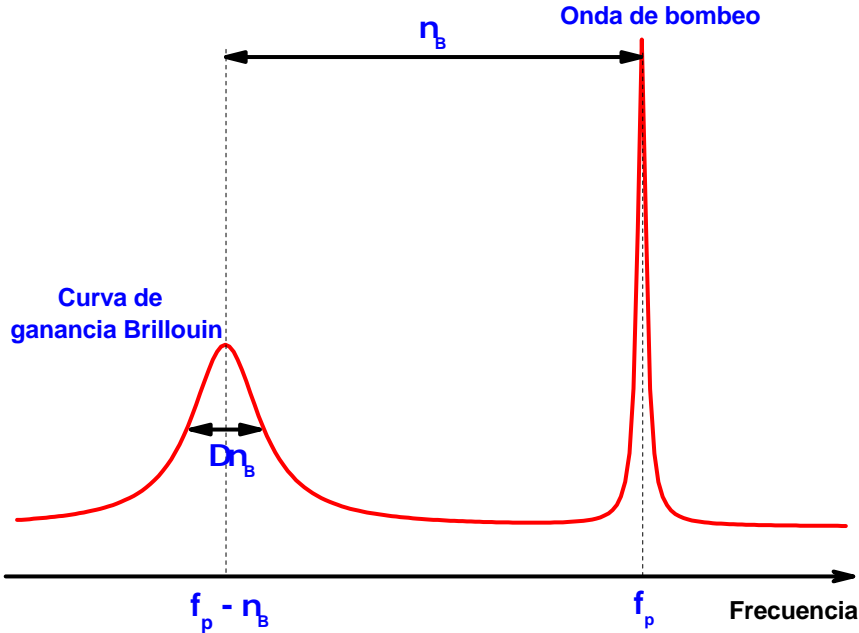


Figura 4.2: Onda de bombeo y curva de ganancia Brillouin desplazada una frecuencia ν_B . El valor del *shift* de frecuencia está relacionado directamente con el valor tanto de temperatura como de *strain*, con lo que mediante la determinación de este *shift* de frecuencia es posible determinar la temperatura o el *strain* dependiendo de la configuración que se tenga en el sistema

bombeo siga teniendo intensidad suficiente como para generar SBS cuando en la fibra no exista una “sección inhomogénea”, entendiendo la misma como una zona de la fibra óptica en la que se produzca una variación de *strain* o de temperatura, y que de lugar a una variación local del índice de refracción efectivo. El valor del *shift* de frecuencia en la zona en la que se ha producido la variación de *strain* o temperatura cambia al nuevo valor ν'_B . Por tanto, la onda de prueba, con frecuencia $f_p - \nu_B$ ya no se verá amplificada, ya que en la zona donde se encuentra presente la “sección inhomogénea”, la curva de ganancia Brillouin se encontrará centrada a una nueva frecuencia $f_p - \nu'_B$. El hecho de no producirse amplificación en la zona que se encuentra la “sección inhomogénea” a la frecuencia $f_p - \nu_B$ lo hemos representado como una línea más baja exactamente en la zona en la que se encuentra dicha “sección inhomogénea”. Sin embargo, ajustando el *shift* de frecuencia de la onda de prueba al nuevo *shift* de frecuencia ν'_B , que existe en la “sección inhomogénea”, se observará que no existe amplificación en ninguna zona de la fibra óptica que se encuentre en las condiciones iniciales de reposo, excepto en

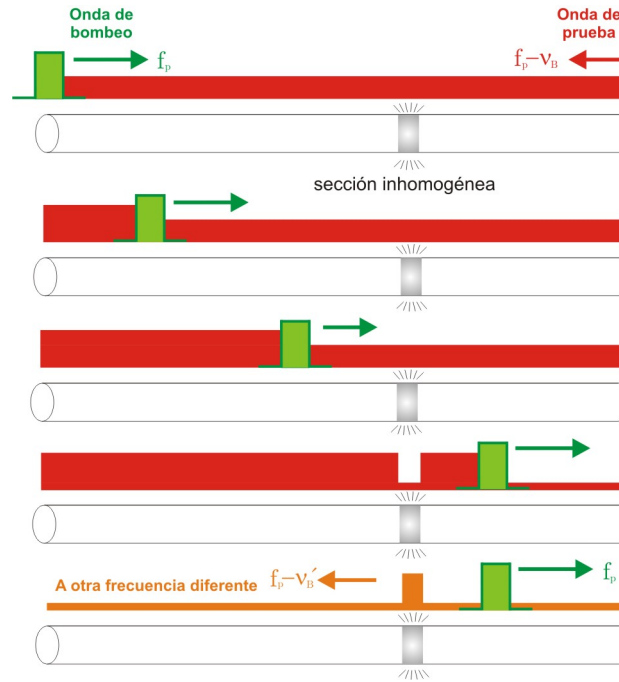


Figura 4.3: Esquema de funcionamiento de un sistema BOTDA en el que están presentes las dos señales, contra-propagantes entre ellas: la onda de bombeo, que es una onda pulsada de intensidad suficiente como para generar SBS en la fibra óptica y una señal continua que tiene un *shift* de frecuencia respecto de la señal de bombeo el valor ν_B propio de la fibra óptica. En la figura, la onda de bombeo esta representada como un pulso de color verde, de frecuencia f_p , y se propaga desde la izquierda hacia la derecha. Por otra parte, la onda de prueba está representada en color rojo, tiene frecuencia $f_p - \nu_B$ y se propaga desde la derecha hacia la izquierda. En esta representación gráfica hemos intentado mantener un convenio de colores lógico teniendo en cuenta las frecuencias de las ondas involucradas. Por último, hemos incluido en color naranja la nueva onda de prueba de frecuencia $f_p - \nu'_B$, para indicar proximidad en frecuencia con la onda de prueba inicial de color rojo

la propia “sección inhomogénea”. Este cambio de frecuencia lo hemos denotado con el color naranja en la figura.

El *shift* de frecuencia existente entre la frecuencia de la onda de bombeo y la frecuencia de la onda de prueba depende, como ya hemos citado, de la temperatura y del *strain*, siendo esta dependencia lineal con ambos parámetros. De este modo, como se encuentra recogido en la referencia [84] se puede escribir la relación de la variación del parámetro ν_B , medido en MHz, en cada punto de la fibra óptica y la temperatura como muestra la ecuación 4.3.

$$\nu_B(T) = C_T T + \nu_{B_0} \quad (4.3)$$

donde C_T es el coeficiente de temperatura, expresado en MHz/°C, con T la temperatura en °C, y ν_{B_0} es la frecuencia Brillouin de referencia. El valor del coeficiente de temperatura depende de la longitud de onda de bombeo y levemente del tipo de fibra óptica con el que se esté trabajando [65]. En esta fuente se facilita un coeficiente de temperatura C_T de valor 1.36 MHz/°C, medido sobre una fibra óptica estándar, a una longitud de onda de bombeo de 1.32 μm , haciendo referencia a que el valor de dicho coeficiente de temperatura decrece ligeramente con el contenido en GeO₂ de la fibra óptica. Este coeficiente de temperatura es muy similar al facilitado en la referencia [85] para unas condiciones similares de medida. Sin embargo, para una longitud de onda de la señal de bombeo de 1550 nm, que es donde hemos desarrollado nuestro trabajo, el coeficiente de temperatura es 1.05 MHz/°C [86].

Del mismo modo, se puede escribir la relación de la variación del parámetro ν_B , medida en MHz, en cada punto de la fibra óptica con el *strain* como muestra la ecuación 4.4.

$$\nu_B(\epsilon) = C_\epsilon \epsilon + \nu_{B_0} \quad (4.4)$$

donde C_ϵ es el coeficiente de *strain*, medido en MHz/% ó en MHz/ $\mu\epsilon$, ϵ es el *strain* expresado en tanto por ciento o en $\mu\epsilon$, y ν_{B_0} es la frecuencia Brillouin de referencia en MHz. El valor del coeficiente de *strain* que se facilita en la referencia [65], al igual que en el caso de la temperatura para una longitud de onda de bombeo de 1320 nm, tiene el valor de 594.1 MHz/%. De nuevo, este coeficiente de *strain* es muy similar al facilitado en la referencia [85]. Para nuestra longitud de onda de bombeo de interés, esto es, 1550 nm, el valor de este coeficiente de *strain* es de 490 MHz/% [86]. Como podemos observar, ambos coeficientes (de temperatura y de *strain*) presentan un valor inferior a la longitud de onda de bombeo de 1550 nm respecto a la longitud de onda de bombeo de 1320 nm, razón por la que el BOTDA es menos sensible a la longitud de onda de bombeo más alta. Sin embargo, en el desarrollo del sensor BOTDA que hemos llevado a cabo, hemos optado por la utilización de la longitud de onda de 1550 nm debido a que en esta banda disponemos de gran cantidad de material en nuestro laboratorio: aisladores, circuladores, acopladores, láseres, moduladores, láseres de bombeo Raman para la mejora del sistema BOTDA (ver capítulo 5), detectores, etc.

Una vez que hemos descrito el funcionamiento cualitativo de los sensores BOTDA procedemos a describir de forma esquematizada la configuración general de cualquier sistema BOTDA. Esta configuración es la que mostramos en la figura 3.14. Tal y como se ha descrito, en cualquier sistema BOTDA se encuentran involucradas dos señales: la

onda de bombeo y la onda de prueba. La onda de bombeo, como ya hemos comentado es una señal pulsada que tiene intensidad suficiente como para generar amplificación Brillouin en la fibra óptica. Esta señal óptica es la que viaja de izquierda a derecha (ver la figura 3.14). Esa amplificación se produce en sentido contra-propagante a la onda de bombeo que lo genera. Exactamente en esa misma dirección (de derecha a izquierda) se propaga otra señal, que hemos denominado onda de prueba que es una onda continua y que va a ser amplificada por efecto Brillouin.

El funcionamiento de los sistemas BOTDA como sensores de *strain* y de temperatura se basa en la determinación de la frecuencia a la cual se produce el máximo de ganancia Brillouin, es decir, el parámetro ν_B , ya que como hemos mencionado antes, este valor se relaciona directamente con ambas magnitudes físicas [65]. Para determinar este parámetro ν_B se hace imprescindible la realización de barridos en frecuencia, entendiéndose estos barridos en frecuencia como la variación de la frecuencia de la onda de prueba, que hemos denominado f_{prueba} en la figura 4.4, ya que mediante la variación de la frecuencia de esta señal cambia la separación en frecuencia entre la misma y la onda de bombeo, manteniendo fija la frecuencia de esta última señal (al variar f_{prueba} gráficamente en la figura 4.4 lo que hacemos es mover hacia la derecha o hacia la izquierda el espectro de la onda de prueba, que hemos representado en color rojo). Cuando la diferencia de frecuencia entre la onda de bombeo y la onda de prueba es exactamente ν_B hertzios, la onda de prueba se encontrará sobre el máximo de ganancia Brillouin (ver figura 4.4), con lo que dicha onda de prueba sufrirá la amplificación máxima por SBS. Conforme la diferencia de frecuencia entre ambas ondas cambia respecto al valor ν_B , bien sea por un aumento o una disminución de la misma, la señal estará sometida a una amplificación menor, hasta llegar a una determinada frecuencia en que la onda de prueba no sufrirá amplificación alguna. En este punto, la onda de prueba se encuentra fuera de la curva de ganancia Brillouin.

Como hemos descrito en el capítulo 2, el parámetro ν_B , que mide la diferencia de frecuencia existente entre la onda de bombeo y la curva de ganancia Brillouin, depende de la longitud de onda de la señal de bombeo, del índice de refracción efectivo n_{eff} de la fibra en cada punto de la misma, de la velocidad de la onda acústica en la fibra v_a , así como de defectos de fabricación o de variación longitudinal en la concentración de dopantes. Esto implica que el parámetro ν_B no es en general el mismo en cada punto de la fibra, y dependerá del *strain* y de la temperatura. Manteniendo constante la potencia de la onda de prueba, y variando su frecuencia (en el entorno de ν_B) es posible representar la curva de ganancia Brillouin, que como decimos, tiene implícitamente

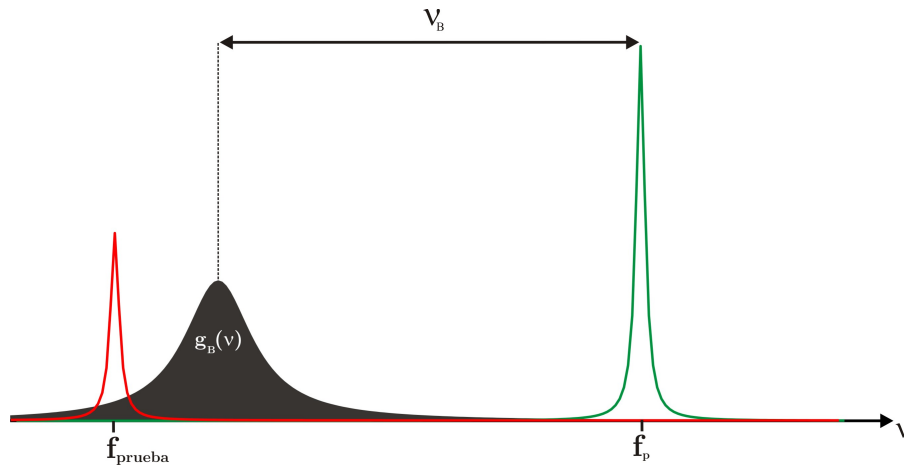


Figura 4.4: Señales involucradas en el sistema BOTDA: onda de bombeo de frecuencia f_p , onda prueba de frecuencia f_{prueba} y curva de ganancia Brillouin con perfil lorentziano. La curva de ganancia Brillouin se encuentra separada respecto a la onda de bombeo una frecuencia ν_B hertzios. El valor del *shift* de frecuencia entre la onda de bombeo y la curva de ganancia Brillouin cambiará de valor a ν'_B en el caso de que se produzca alguna variación de *strain* o de temperatura, de acuerdo con las ecuaciones 4.3 y 4.4. Mediante la variación de la frecuencia de la señal de prueba (f_{prueba}), manteniendo constante su potencia, es posible representar el perfil de la curva de ganancia Brillouin, que porta de forma implícita, información sobre las dos magnitudes físicas que acabamos de mencionar

información acerca del *strain* y de la temperatura. A partir de la curva de ganancia Brillouin (para cada punto de medida de la fibra) es posible obtener a qué frecuencia se produce el máximo de ganancia (respecto a la frecuencia de la onda de bombeo) y relacionar éste, mediante una calibración, con el *strain* y la temperatura. Por este motivo, las trazas de medida de los sistemas BOTDA son trazas en tres dimensiones: una de ellas es la ganancia Brillouin, que se representa sobre el eje z ; otra de las dimensiones es el eje de frecuencias, donde se muestran las frecuencias utilizadas para realizar el barrido, y que normalmente se indica sobre el eje x y por último se señala el eje de tiempos, que a través de la velocidad de propagación de la luz en la fibra óptica, se relaciona con la posición exacta de la fibra. Esta última información se representa normalmente sobre el eje y .

En la figura 4.5 se muestra la representación de una traza teórica de un sensor BOTDA. Como comentábamos en las líneas anteriores, se trata de una representación en las tres dimensiones ya citadas, en las que se han simulado dos “secciones inhomogéneas”. Cuando se produce una “sección inhomogénea”, se entiende ésta como un cambio en el *strain* o en la temperatura, se produce una variación del parámetro ν_B en

la correspondiente posición de la fibra óptica. Se producirá tanto mayor cambio en el parámetro ν_B cuanto mayor sea el cambio en las magnitudes de *strain* y/o temperatura, siguiendo la ecuación 4.4 y la ecuación 4.3, respectivamente.

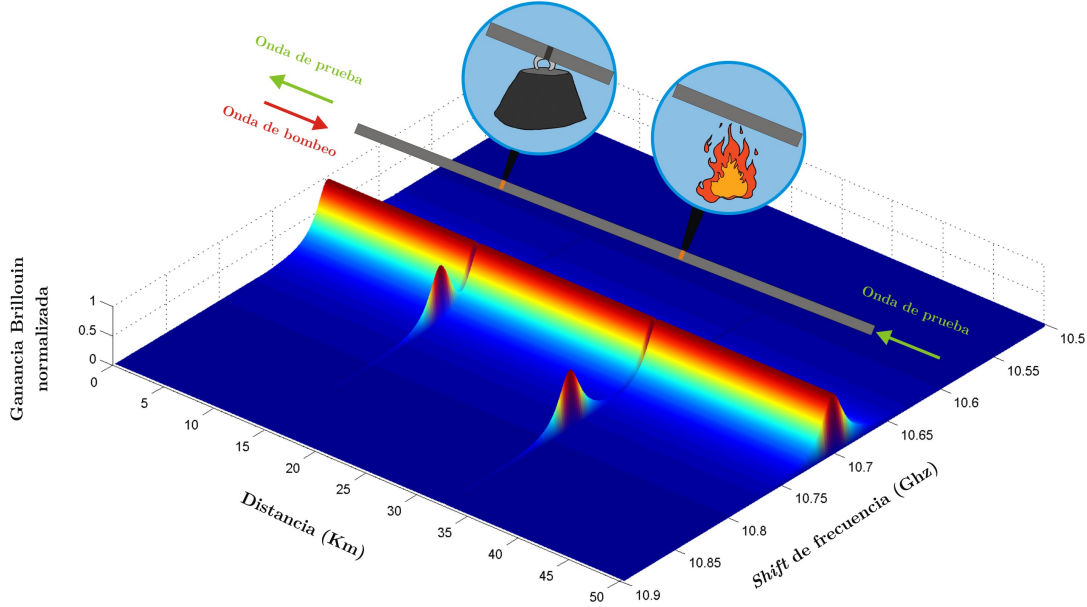


Figura 4.5: Representación de una traza teórica de BOTDA sobre la que se han simulado dos cambios: uno de *strain* y otro de temperatura. La primera “sección inhomogénea” se encuentra en el kilómetro 15, y se trata de una variación de *strain* que ha dado lugar a un *shift* de frecuencia de 35 MHz, y la segunda se encuentra en el kilómetro 32.5 y se trata de una variación de temperatura que ha dado lugar a un *shift* de frecuencia de 80 MHz. Teniendo en cuenta las calibraciones de un sensor del mismo tipo referenciado en [86] se trataría de un *strain* de $714 \mu\epsilon$, mientras que el cambio de temperatura sería de $76.2 \text{ }^\circ\text{C}$

4.2. Parámetros de los sistemas BOTDA

En función de la aplicación a la que esté destinado el sistema BOTDA será conveniente que el mismo tenga unas propiedades (resolución espacial de medida, longitud total de monitorización, etc). Además, en el momento de llevar a cabo el diseño del sistema es imprescindible tener en cuenta factores como son: la atenuación de la fibra óptica, la longitud de onda de bombeo, la longitud total de monitorización o el tiempo de adquisición. Estos últimos factores van a condicionar las potencias ópticas de las distintas señales que van a estar presentes en el sistema y las resoluciones longitudinales de medida respectivamente. Para los usuarios, los parámetros que caracterizan

la bondad del propio sistema son: la resolución y precisión en la medida, tanto del *strain*, como de la temperatura. Los parámetros resolución espacial, distancia máxima de medida, rango dinámico y tiempo de adquisición están interrelacionados, con lo que al variar algunos de ellos, se producen variaciones en otros.

4.2.1. Curva de calibración del sistema BOTDA

La curva de calibración del sistema BOTDA relaciona la variable de medida, es decir, la temperatura o el *strain* con ν_B . Esta función de transferencia se puede obtener de forma experimental, y se le suele denominar curva de calibración. Idealmente la curva de calibración es una línea recta. Así por ejemplo, en la referencia [16] se pueden observar las curvas de calibración experimentales de *strain* y temperatura para un sistema BOTDA.

En la figura 4.6 hemos realizado una representación teórica de la curva de calibración de un sistema BOTDA. En esta representación se puede observar la curva de calibración ideal (en rojo) que es una línea recta que relaciona las variables de medida (temperatura ó *strain*) con la variable de salida (*shift* de frecuencia Brillouin); la curva de calibración real (en azul) que presenta ciertas variaciones sobre la curva ideal, y las rectas que representan las desviaciones superior e inferior máximas. La curva de calibración real siempre se encuentra entre estas dos rectas. El valor del parámetro tolerancia es exactamente la diferencia entre estas rectas, siendo el sensor más lineal cuanto menor sea el valor de la tolerancia.

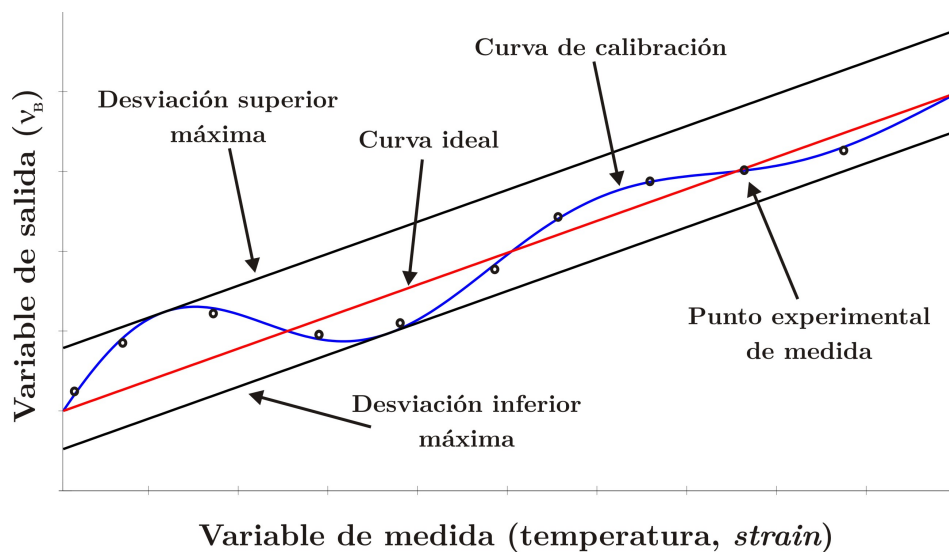


Figura 4.6: Curva de calibración no experimental de un BOTDA

4.2.2. Histéresis

La curva de calibración ideal de cualquier sensor, tal y como acabamos de mencionar, es una línea recta, sobre la cual se producen ciertas variaciones. Al realizar la calibración para una determinada señal de entrada creciente se produce las correspondientes señales de salida y curva de calibración. Al realizar la calibración en sentido inverso, es decir, para una señal de entrada que decrece desde un valor máximo hasta un valor mínimo, se produce una señal de salida y una curva de calibración diferente de la primera para los mismos valores de señal de entrada. Esto indica que el sistema de medida presenta histéresis, definiéndose la misma como la variación máxima sobre la señal de salida del sensor para un mismo valor de la señal de entrada. El error que produce el sensor es más elevado cuanto mayor sea el valor de histéresis del mismo. En la figura 4.7 hemos mostrado el efecto de la histéresis sobre la curva de calibración no experimental del sensor BOTDA en función de que dicha calibración se realice en sentido creciente para la señal de entrada, o bien, en sentido decreciente.

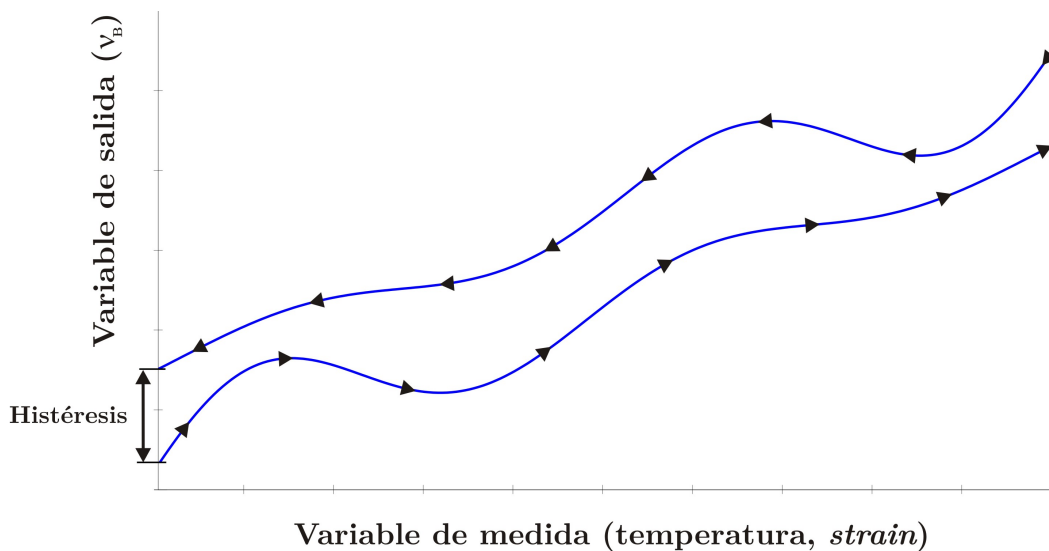


Figura 4.7: Representación del efecto de la histéresis sobre la curva de función de transferencia no experimental de un BOTDA

4.2.3. Resolución espacial del sistema BOTDA

La resolución espacial es la capacidad del sensor para discernir dos puntos adyacentes que presentan diferentes condiciones de *strain* y/o temperatura. En los sistemas ópticos basados en la utilización de señales pulsadas, como los sistemas OTDR que hemos descrito en el capítulo 3, o como el sistema que nos ocupa, la resolución espacial

está directamente relacionada con la anchura temporal del pulso, o dicho de otra forma, con la distancia W que se encuentra iluminada por dicho pulso óptico. Esta distancia viene determinada por la expresión:

$$W = \tau v_g / 2 \quad (4.5)$$

donde τ es la anchura temporal del pulso óptico y v_g es la velocidad de grupo del pulso de bombeo. Como la velocidad de propagación en la fibra óptica es $v_g \simeq 2 \cdot 10^8$ m/s se suele utilizar la regla práctica que 10 ns de anchura temporal de pulso corresponden a una resolución espacial de un metro. El factor 2 aparece porque en un sistema BOTDA, del mismo modo que ocurre en los sistemas OTDR, la señal va y vuelve, recorriendo la distancia total de fibra dos veces. Basándose en esta definición, es posible la determinación de variaciones de *strain* y/o temperatura con una precisión del BOTDA del 100 % siempre y cuando, esos cambios se produzcan con una separación mayor que la resolución espacial de medida. En el caso de que existiera una variación de *strain* y/o temperatura a una distancia menor que la resolución de medida, ésta podría detectarse, puesto que la respuesta es local y no puntual, pero no con total precisión.

En realidad, la anchura temporal de los pulsos ópticos no es posible hacerla tan pequeña como se quiera para lograr las mejores resoluciones posibles. En situaciones convencionales, es difícil mejorar la resolución a valores inferiores a 1 metro debido a que al ensancharse el espectro se reduce la eficiencia de su ganancia Brillouin. Ilustramos la necesidad de un ancho de banda mayor conforme los pulsos ópticos son más estrechos con la representaciones teóricas de la figura 4.8. En el recuadro de la figura mostramos cinco pulsos simulados con diferentes duraciones temporales comprendidas entre los 10 ns y los 50 ns, mientras que en la representación principal se encuentran sus correspondientes espectros de frecuencia para cada una de esas duraciones temporales. Se puede observar que cuanto más estrecho es el pulso temporal, mayor es el número de contenido espectral que tiene dicho pulso.

Existe una relación entre el amortiguamiento de las ondas acústicas, o tiempo de vida de los fonones, T_B , y la anchura total a media altura (FWHM) de la curva de ganancia Brillouin, $\Delta\nu_B$, en la forma que indica la ecuación 4.6:

$$\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi T_B} \quad (4.6)$$

El valor máximo de ganancia Brillouin (descrita en la ecuación 2.86 del capítulo 2) se mantiene siempre y cuando la onda de bombeo sea continua o cuasi-continua, lo que

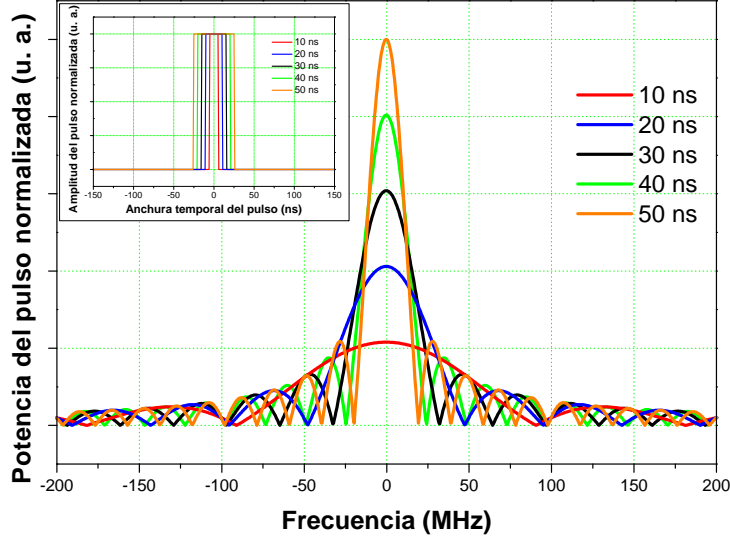


Figura 4.8: Espectro de frecuencia simulado de los pulsos ópticos utilizados en el desarrollo del sensor

implica que la anchura temporal de los pulsos sea relativamente grande ($\tau \gg T_B$). En este caso, la anchura espectral de la fuente de bombeo, $\Delta\nu_p$, es mucho menor que la anchura de la curva de ganancia Brillouin, $\Delta\nu_B$. En el caso de que la anchura temporal de los pulsos sea menor que el tiempo de vida de los fonones acústicos ($\tau < T_B$) el valor del máximo de ganancia Brillouin se reduce de forma considerable. Y en el caso de que la anchura temporal de los pulsos ópticos sea menor de 1 ns, prácticamente no existe ganancia Brillouin [1]. En esta última referencia se dice que en el caso específico de utilizar una fuente de bombeo con forma espectral Lorentziana de FWHM con valor $\Delta\nu_p$, se puede aproximar el valor máximo de ganancia como se refleja en la ecuación 4.7:

$$\tilde{g}_B = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_p} g_B(\nu_B) \quad (4.7)$$

Cuanto mayor es la anchura de la curva de ganancia Brillouin, el sensor presenta una menor resolución de medida, ya que se hace más complicada la determinación de la frecuencia a la que se produce el máximo de la misma.

En la referencia [87] se proporciona una expresión matemática para la determinación de la curva de ganancia Brillouin real teniendo en cuenta la duración temporal de los pulsos, pudiendo dar lugar esta duración a un ensanchamiento de la curva Lorentziana ideal. La expresión que relaciona la curva de ganancia Brillouin real, asumiendo que los

pulsos utilizados son perfectamente rectangulares, con la curva de ganancia Brillouin ideal, que utiliza bombeo continuo, es la de la ecuación 4.8.

$$\bar{g}_B(\nu) = 2e^{-\pi\Delta\nu_B\tau} [\cosh(\pi\Delta\nu_B\tau) - \cos(2\pi(\nu - \nu_B)\tau)] \cdot g_B(\nu) \quad (4.8)$$

donde $\Delta\nu_B$ es la anchura de la curva de ganancia Brillouin inicial suponiendo bombeo continuo, ν_B es el *shift* de frecuencia respecto del bombeo al que se produce el máximo de la curva de ganancia Brillouin, τ es la anchura temporal del pulso y $g_B(\nu)$ es la curva de ganancia Brillouin ideal, suponiendo bombeo continuo.

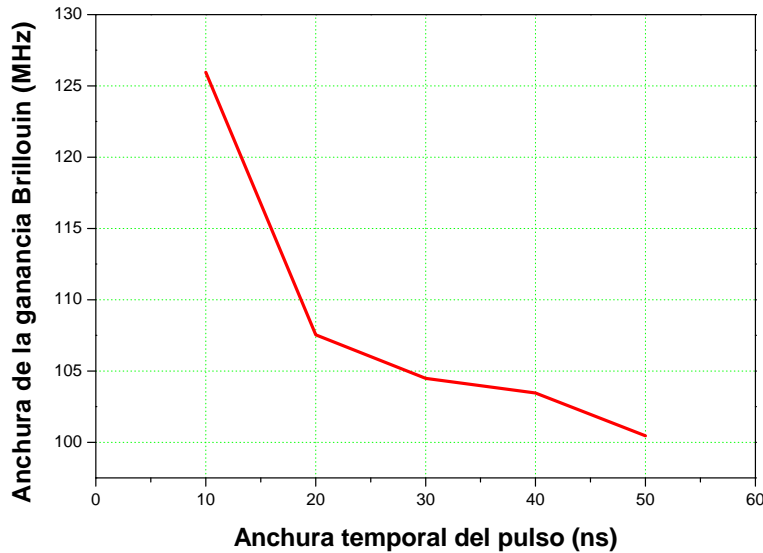


Figura 4.9: Relación entre la anchura de la curva de ganancia Brillouin y la anchura temporal del pulso utilizado como señal de bombeo, habiendo tenido en cuenta la ecuación 4.8. Esta simulación se ha realizado con un valor de la anchura de la curva de ganancia Brillouin $\Delta\nu_B$ de 30 MHz, y un *shift* de frecuencia ν_B de 10 GHz

En la figura 4.9 mostramos, de forma teórica, la relación existente entre la anchura de la curva de ganancia Brillouin y la anchura temporal de los pulsos que son utilizados para generar la onda de bombeo. Para llevar a cabo esta simulación se ha utilizado una anchura de ganancia Brillouin inicial de 30 MHz y un *shift* de frecuencia de 10 GHz, valores típicos para una longitud de onda de bombeo de 1550 nm, y para una fibra estándar de telecomunicaciones. Se observa que conforme la anchura temporal de los pulsos se va acortando, se va produciendo un ensanchamiento de la curva de ganancia Brillouin, dando lugar a que la resolución de medida del sensor se vea afectada negativamente.

Por otra parte, además de la influencia que tiene sobre la resolución espacial del BOTDA la anchura temporal del pulso de bombeo Brillouin, también influye sobre dicha resolución espacial el sistema de detección o de adquisición de datos empleado. Así por ejemplo el *sampling rate* o velocidad de toma de muestras del sistema de adquisición, que determina el número de puntos de los que se dispone a lo largo de toda la longitud de monitorización, es decisivo para que se logre mantener la resolución espacial que proporciona la anchura temporal seleccionada del pulso de bombeo Brillouin.

La resolución espacial del sensor BOTDA viene dada por el parámetro más restrictivo de los dos que acabamos de describir, lo que implica que la utilización de pulsos temporalmente estrechos no garantiza una alta resolución espacial de medida en el caso de que el sistema de detección sea lento, esto es, que no se disponga de un *sampling rate* adecuado, y a la inversa, es decir, que tener un *sampling rate* adecuado, con alta velocidad en la toma de muestras no garantiza disponer de una alta resolución espacial en el caso de que el pulso óptico de bombeo Brillouin no sea temporalmente estrecho.

4.2.4. Exactitud en la medida de *strain* y de temperatura

Se define la exactitud de medida como la concordancia de la medida a un valor conocido (proporcionado por un patrón). Este parámetro incluye una combinación de errores aleatorios que es lo que determina la precisión de medida, conjuntamente con los errores sistemáticos, que están directamente relacionados con el ruido. Este último incluye los ruidos espontáneos y las desviaciones de corta duración en la salida, que también son leídas. La precisión en la medida mide la repetitibilidad del sistema, es decir, que ante entradas idénticas produzca salidas idénticas.

La precisión en la medida cuantifica la repetitibilidad del sistema bajo test frente a un patrón conocido, con el que es posible realizar la medida de la misma magnitud física.

4.2.5. Rango dinámico

El rango dinámico es la relación entre la potencia de señal máxima y mínima medible. Está íntimamente relacionado con la longitud máxima de monitorización del sensor, bajo unas determinadas condiciones de resolución espacial y de precisión de medida. Este parámetro, que en ocasiones no se tiene en cuenta, necesita de una correcta caracterización en los sistemas BOTDA con gran cantidad de kilómetros de medida, ya que la pérdida de potencia puede ser elevada, y también en aplicaciones donde la fibra

óptica de monitorización se encuentre embebida dentro de la estructura a monitorizar, donde podrían producirse atenuaciones adicionales sobre la misma.

4.2.6. Frecuencia máxima de la señal pulsada

La señal que se utiliza para la generación de la onda de bombeo, tal y como ya hemos comentado, es una señal pulsada con una determinada frecuencia de repetición de los pulsos. La elección de una frecuencia de repetición apropiada es determinante para lograr un correcto funcionamiento del sistema BOTDA, ya que es imprescindible que no coexistan de forma simultánea dos pulsos ópticos en el interior de la fibra óptica para que no exista *aliasing* o solapamiento entre ambos. Para lograr este fin tiene que cumplirse la condición de que el periodo de la señal pulsada (T_p) sea mayor que el tiempo que tarda un pulso óptico en recorrer dos veces la longitud total de la fibra óptica (L), ya que el pulso óptico tiene que hacer los caminos de ida y vuelta. Este periodo de señal es el mostrado en la ecuación 4.9:

$$T_p \geq 2 \frac{L}{v_g} \quad (4.9)$$

4.3. Descripción del montaje experimental

Para el desarrollo del BOTDA en el laboratorio hemos tenido en cuenta diferentes posibilidades en cuanto al montaje experimental a utilizar, aunque no todas las hemos llevado a la práctica. En cualquier caso, tal y como hemos comentado en la sección 4.1, en la que describimos el funcionamiento de los sistemas BOTDA, los posibles montajes experimentales utilizan dos señales: la onda de bombeo y la onda de prueba, estando ambas separadas una frecuencia exactamente igual al parámetro ν_B propio de la fibra óptica. Fue en el trabajo recogido en la referencia bibliográfica [64] la primera vez que se optó por generar ambas señales a partir de la misma fuente de luz, lo que evitaba tener que sincronizar en longitud de onda ambas señales, reduciendo los errores por la desviación de ambos láseres.

4.3.1. Montaje experimental con SOA

El primer posible montaje experimental en el que pensamos, estaba basado en la utilización de un SOA (amplificador óptico de semiconductor) para la generación de la señal pulsada e intensa que nos servirá para generar SBS en la fibra óptica de mo-

nitorización (onda de bombeo). Los SOA son utilizados en multitud de aplicaciones, pero presentan ciertas desventajas como medio amplificador frente a los amplificadores de fibra dopada [8]. Básicamente, un SOA se puede describir como un láser de semiconductor en el que no existen los dos espejos que forman la cavidad, existiendo únicamente un medio con ganancia. Cuando se polariza el dispositivo por encima del umbral de ganancia, una señal que se introduce por uno de los extremos del dispositivo, es amplificada conforme se propaga por el mismo. El SOA tiene una gran capacidad para trabajar a alta velocidad, presenta una muy alta tasa de extinción, ya que cuando no está polarizado por encima del umbral, es altamente absorbente. Es precisamente su cualidad como modulador con alta tasa de extinción la que hace al SOA un buen candidato para generar la señal pulsada de bombeo.

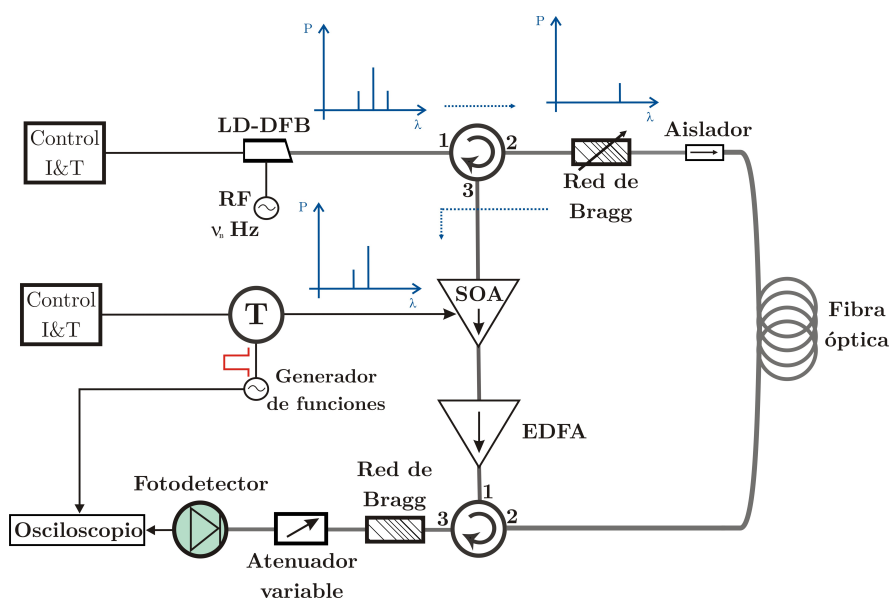


Figura 4.10: Propuesta de montaje experimental que utiliza un SOA para generar la onda de bombeo con alta tasa de extinción

Este montaje experimental (ver figura 4.10) está propuesto como paso futuro para la mejora del sistema BOTDA, habiendo optado por dos montajes experimentales alternativos por disponer de todos los componentes necesarios en el momento en que comenzamos a trabajar en el desarrollo del sistema BOTDA. En él se utiliza un láser DFB (*Distributed Feed-Back*) espectralmente estrecho, que se encuentra controlado en corriente y en temperatura para estabilizar su punto de trabajo. Este láser se modula utilizando un generador de señal obteniendo a la salida una señal modulada en amplitud con longitud de onda central λ_p correspondiente a la propia longitud de onda

de emisión del láser, y dos bandas laterales que hacemos que presenten un *shift* de frecuencia respecto de la longitud de onda de bombeo de valor ν_B de la fibra óptica que estemos utilizando como medio de monitorización. Este ajuste en frecuencia lo logramos a través de la sintonización del generador de frecuencia a dicha frecuencia ν_B . Estas señales inciden en una red de Bragg sintonizable. La función de esta red de Bragg es aislar la onda de prueba, que es la banda lateral superior (en longitud de onda), de la onda de bombeo y de la banda lateral inferior, mediante el ajuste de la longitud de onda de la banda de paso. La onda de bombeo se obtiene a partir de la señal del láser amplificada por medio del SOA, que se encuentra modulado por los pulsos eléctricos procedentes del generador de funciones, y que hacen trabajar a dicho SOA por encima y por debajo del umbral de ganancia, de forma que a su salida se obtienen pulsos con una excelente tasa de extinción. Para que esta señal tenga una mayor intensidad la amplificamos con un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA), y con ayuda de otro circulador (el inferior en la figura 4.10) se introduce la señal de bombeo de forma contra-propagante a la onda de prueba. La onda de prueba, en la figura, se transmite de arriba a abajo en la fibra óptica mientras que la onda de bombeo lo hace en sentido contrario. La onda de prueba es amplificada por el SBS generado por la onda de bombeo, siempre y cuando dicha onda de prueba presente un *shift* de frecuencia respecto del bombeo que coincida, en cada punto de la fibra óptica, con el parámetro ν_B . La onda de prueba amplificada se filtra para eliminar las señales no deseadas y ruido, y se detecta con ayuda de un fotodetector, visualizando la señal en el osciloscopio.

4.3.2. Montaje experimental con modulación directa del láser de bombeo

Debido a que no disponíamos del SOA en el momento que comenzamos los experimentos se buscó un montaje experimental alternativo. Este montaje propuesto es el que se muestra en la figura 4.11. En éste el encargado de la generación de los pulsos ópticos que generan SBS en la fibra óptica es un modulador Mach-Zehnder.

Como fuente óptica utilizamos un láser de diodo Nortel EA10WZCA, que tiene un modulador interno de electro-absorción, y que emite a una longitud de onda de 1556.54 nm con una potencia de salida de ~ 2 mW, estando alimentado con una fuente de alimentación ILX Lightwave LDC-3724B, que permite control de corriente y temperatura de forma independiente. El láser se modula en amplitud, aprovechando su entrada de modulación, generando de esta forma dos bandas laterales que se encuentran separadas de la longitud de onda natural del láser una frecuencia ν_B . Este valor de frecuencia es

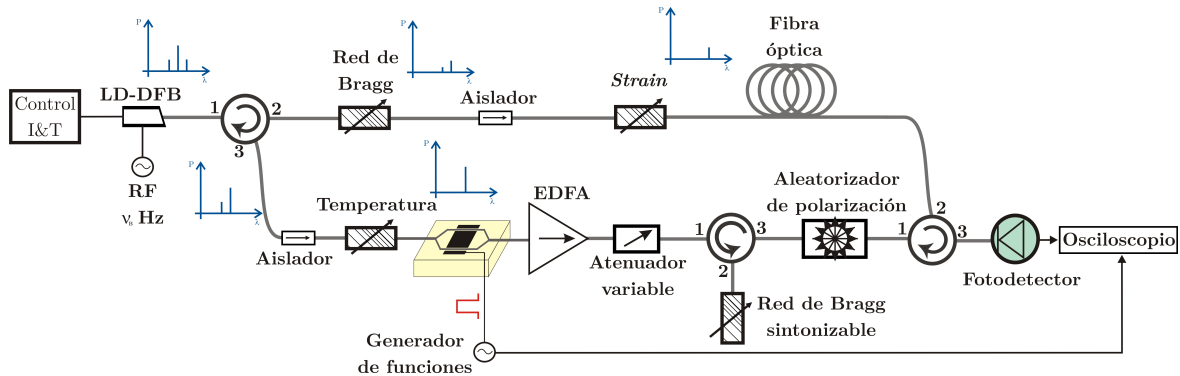


Figura 4.11: Propuesta de montaje experimental que utiliza modulación directa del láser utilizado como fuente óptica

proporcionado por un generador de señales HP 8340A. Al proceder de este modo, las posibles inestabilidades que tuviese el láser afectarían por igual a la onda de bombeo y a la onda de prueba, por lo que el *shift* de frecuencia entre ambas señales se mantendrá constante y de valor ν_B . La señal óptica procedente del láser modulado la hacemos incidir sobre una red de Bragg con perfil espectral en forma de “W” diseñada para esta aplicación (ver figura 4.12). Para realizar este filtrado se ajusta la longitud de onda de emisión del láser en temperatura (para hacer un ajuste grueso) y en corriente (para facilitar un ajuste fino), haciendo que el láser emita a una longitud de onda de ~ 1556.13 nm, que es la longitud de onda de la banda de paso de la red de Bragg en “W”. Hemos decidido hacer la sintonía de esta forma porque es más fácil sintonizar el láser ajustando las corrientes de la fuente de alimentación que la propia red de Bragg. Como se puede observar en la figura 4.12 la relación entre la banda de paso y la banda atenuada no es superior a 15 dB, valor insuficiente para que el sistema BOTDA funcione con unas mínimas prestaciones. Por este motivo se optó por realizar un segundo filtrado para cada una de las señales involucradas en el sistema BOTDA: tanto la onda de prueba como la onda de bombeo. La radiación óptica que atraviesa la primera red de Bragg se propaga hacia una segunda red de Bragg, con las mismas características que la primera y que sintonizamos por *strain*, es decir, que ajustando su deformación logramos sintonizar su banda de paso, permitiendo de este modo conseguir un filtrado mucho más limpio de la banda lateral superior, que en el sistema va a actuar como onda de prueba.

Las señales ópticas reflejadas en la primera de las redes de Bragg se hacen llegar a otra red de Bragg con perfil de transmisión/reflexión similar a los que acabamos de describir. Esta red se sintoniza en temperatura, y va a servir para filtrar la señal

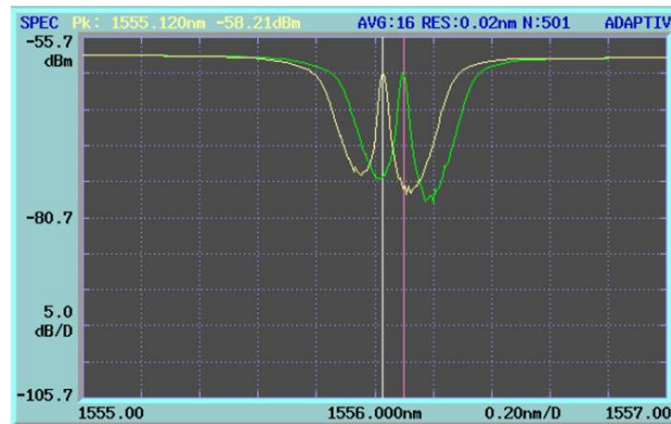


Figura 4.12: Espectro de transmisión de la red de Bragg en “W” que facilita el filtrado de las dos señales, separadas una frecuencia ν_B , por su alta proximidad en frecuencia

procedente del láser de la banda lateral inferior, ya que ambas se han reflejado en la primera de las redes de Bragg. De este modo, la señal después de realizar este filtrado con sintonía en temperatura, se obtiene la señal que va a actuar como onda de bombeo. Esta señal se modula en amplitud, mediante un modulador Mach-Zehnder fabricado por UDT basado en LiNbO_3 , con el que se pulsa la onda filtrada para generar la señal de bombeo, obteniendo la señal pulsada del generador de funciones Agilent 33250A. Para que esta señal tenga intensidad suficiente se le proporciona más potencia mediante un EDFA de banda C, ACCELINK modelo EDFA-TV-23-FC/APC-2, que amplifica entre 1530 y 1560 nm, siendo necesario realizar el filtrado de la amplificación espontánea (ASE) del EDFA, para lo que utilizamos una red de Bragg sintonizable en el rango entre 1550 y 1560 nm, AOS Tunable Grating 1550-1560, con perfil espectral cuasi-gaussiano y con anchura espectral de ~ 0.8 nm, que hacemos trabajar en reflexión. Se realiza el ajuste de la potencia de salida, para evitar agotamiento de bombeo con un atenuador variable. Esta señal, la de bombeo, se hace pasar por un aleatorizador de polarización (o *scramber*) General Photonics modelo PSM001 que sirve para minimizar la dependencia de la ganancia Brillouin con la polarización.

Las dos señales generadas, la onda de bombeo y la onda de prueba, se transmiten en direcciones contrarias en la fibra óptica. En el caso de que el *shift* de frecuencia entre ambas ondas, coincida con el valor del parámetro ν_B , la onda de prueba será amplificada por SBS (ver figura 4.4). La onda de prueba se detecta mediante un fotodetector New Focus, modelo 1811, de 125 MHz de banda, sin corte de continua (DC-125 MHz), y se visualiza en un osciloscopio.

En las medidas obtenidas con este montaje experimental se ha observado la pre-

sencia de un ruido periódico que es debido a la existencia de una onda estacionaria producida por desadaptación de impedancias entre la entrada de modulación del láser y el generador de señales. Exactamente, la desadaptación de impedancias es debida a que el generador de señal que utilizamos para la producción de las dos bandas laterales tiene una impedancia de salida de 50Ω , mientras que la entrada de modulación del láser no tiene el mismo valor de impedancia de entrada. Tal y como se recoge en la referencia [88], para que se produzca la máxima transferencia de potencia en un circuito electrónico es necesario que las impedancias de los dos circuitos que acoplamos sean complejas conjugadas: $Z_{out1} = Z_{in2}^*$, donde Z_{out1} es la impedancia de salida del primer circuito, en este caso el generador de señales, y Z_{in2} es la impedancia de entrada del segundo circuito, en este caso la entrada de modulación del láser.

Como decíamos en el párrafo anterior la impedancia que presenta la entrada de modulación del láser no es de 50Ω , siendo su valor del orden de los 10Ω , y dependiendo este valor de la frecuencia. Hemos medido experimentalmente, con ayuda de un analizador de redes Hewlett Packard Network Analyzer 8510, el valor del coeficiente de reflexión ρ (ver ecuación 4.10) de la entrada de modulación del láser referido a una impedancia de 50Ω , que es la que presenta la salida del generador de señales.

$$\rho = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (4.10)$$

donde Z_L es la impedancia de carga, que en este caso es la entrada de modulación del láser, mientras que Z_0 es la impedancia de referencia a la que se quiere adaptar, que en este caso es de valor 50Ω .

En la figura 4.13 mostramos la medida experimental del coeficiente de reflexión, en coordenadas cartesianas, referida a una impedancia de 50Ω . El valor representado se calcula como $\rho(dB) = 20 \log |(Z_L - Z_0) / (Z_L + Z_0)|$.

Como regla práctica se suele decir que existe adaptación de impedancias cuando $\rho(dB) < -20$ dB, que como se puede observar en la figura 4.13 no ocurre a ninguna frecuencia dentro del intervalo considerado, con lo que la entrada de modulación del láser está desadaptada frente a la impedancia de 50Ω .

Por otra parte, también hemos incluido la misma representación del coeficiente de reflexión de la entrada de modulación del láser sobre la citada impedancia de 50Ω en la carta de Smith, que es la forma habitual de representación de este parámetro (ver figura 4.14). Como es bien sabido, para que exista adaptación de impedancias, dado que la carta de Smith es un sistema de representación normalizado, la medida de dicha impedancia normalizada tiene que situarse exactamente en el centro de la carta,

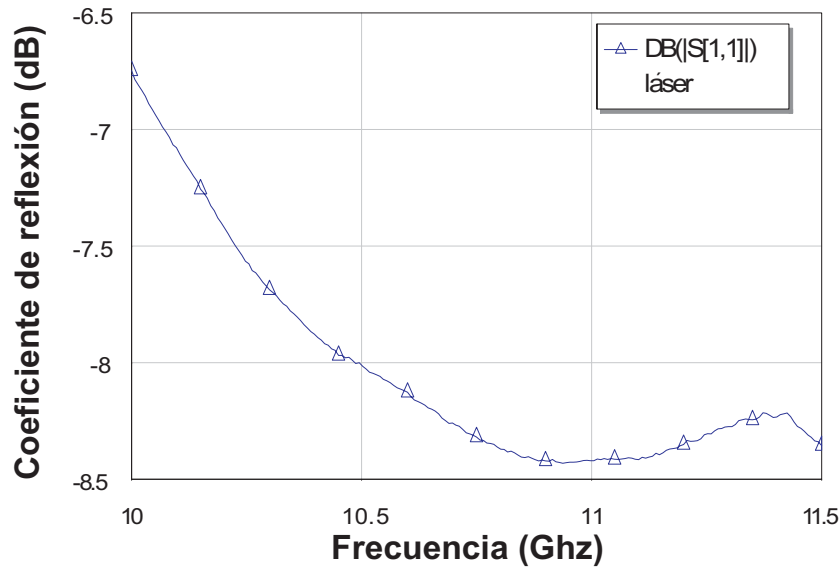


Figura 4.13: Medida experimental del coeficiente de reflexión de la entrada de modulación del láser frente a una impedancia de 50Ω en coordenadas cartesianas en la banda de frecuencia comprendida entre 10 y 11.5 GHz realizada con el analizador de redes Hewlett Packard Network Analyzer 8510

algo que no ocurre en ninguna de las frecuencias de interés. Para lograr este fin es posible realizar una adaptación de impedancias con la ayuda de un circuito formado por líneas de transmisión, para añadir las componentes reales e imaginarias necesarias para conseguir una adecuada adaptación a 50Ω . El problema que presenta esta solución es que la adaptación de impedancias es útil en una banda estrecha de frecuencias, y en este caso, es necesaria la adaptación en un intervalo de frecuencia relativamente amplio, con lo que se nos presentaría el mismo problema en los valores extremos de frecuencia que impusiéramos a la onda de prueba.

Además de los problemas que supone incluir un circuito de adaptación de impedancias, en este sistema se presenta la nada despreciable dificultad para realizar el filtrado de señales que se encuentran muy próximas en frecuencia [89]. El primero de los dos problemas citados, también hubiera estado presente en el caso de haber llegado a probar el primer montaje experimental, que hemos descrito en la sección anterior. Por estas razones, hemos optado por implementar un tercer montaje experimental que describimos en la siguiente sección.

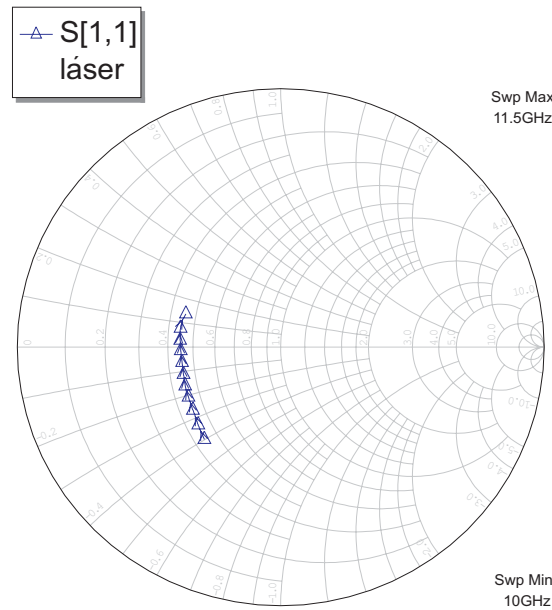


Figura 4.14: Representación sobre la carta de Smith de la medida experimental del coeficiente de reflexión de la entrada de modulación del láser frente a una impedancia de 50Ω en la banda de frecuencia comprendida entre 10 y 11.5 GHz realizada con el analizador de redes Hewlett Packard Network Analyzer 8510. Se puede observar que en ninguna de las frecuencias de interés existe adaptación de impedancias a 50Ω . Para ello, la impedancia normalizada tendría que ser de valor 1, situado en el centro de la carta de Smith

4.3.3. Montaje experimental con modulación independiente para las ondas de bombeo y prueba

Para subsanar los problemas del montaje anterior se ha optado por generar de forma independiente la onda de bombeo y la onda de prueba. De este modo, la solución que hemos propuesto es la que mostramos en la figura 4.15.

En el montaje experimental mostrado se puede observar que las ondas de bombeo y prueba se tratan de forma independiente, estando claramente una rama del montaje destinada a la generación de la onda de prueba (rama inferior) y otra rama a la generación de la onda de bombeo (rama superior). La fuente óptica que se utiliza es la misma de antes, que tal y como hemos dicho emite a una longitud de onda de 1556.54 nm con una potencia de salida de ~ 2 mW, y que estabilizamos en corriente y en temperatura.

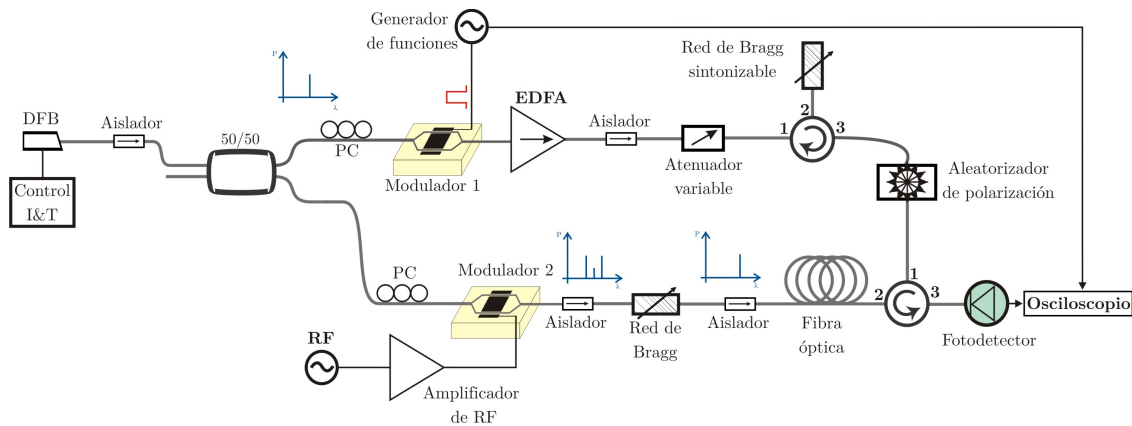


Figura 4.15: Propuesta de montaje experimental que realiza la modulación independiente de la onda de bombeo y de la onda de prueba

A continuación se divide el haz óptico proporcionado por el láser DFB en dos haces mediante un acoplador óptico 50/50, con el objetivo de que las dos señales resultantes tengan el mismo nivel de potencia. La salida superior del acoplador la modulamos para generar la onda de bombeo Brillouin mediante el mismo modulador Mach-Zehnder (Modulador 1) basado en LiNbO_3 al que hemos hecho referencia en la sección anterior, y al que introducimos los pulsos eléctricos con frecuencia de repetición, apropiada en función de la longitud total de fibra óptica de monitorización de que dispongamos, y con la anchura menor posible (para disponer de la mejor resolución espacial posible) siempre y cuando se disponga de las condiciones apropiadas para que el BOTDA pueda medir.

Los pulsos eléctricos los producimos con el mismo generador de funciones que el montaje experimental descrito en la sección anterior. De forma superpuesta a la señal pulsada introducimos una cierta señal continua. El objetivo que buscamos introduciendo esta tensión continua es alcanzar el punto de trabajo que se encuentra representado como **C** en la figura 4.16, en la que mostramos una curva típica de funcionamiento de un Modulador Mach-Zehnder. La razón para buscar como punto de trabajo el punto **C** es que la potencia de salida en ese punto es mínima, con lo que si se consigue anclar el modulador en ese punto de trabajo, se asegura una buena tasa de extinción en los pulsos ópticos generados. El problema que surge en la polarización óptima del modulador es la existencia de una deriva térmica con el tiempo. Por esta razón, el nivel de continua que tiene que ir superpuesta con los pulsos eléctricos no es constante en el tiempo. La solución a este problema la abordamos en la sección 5.3.1 del capítulo 5, mediante la utilización de un sistema proporcional-integral (P-I), ya que en el momento

en el que realizamos las medidas que mostramos en este capítulo, aún no disponíamos de un circuito P-I. Previamente a realizar la modulación de la señal de bombeo, la misma se hace pasar por el sistema de control de polarización (*Mickey Mouse ears*) para seleccionar la polarización más adecuada, ya que la fibra óptica de entrada del modulador Mach-Zehnder es fibra óptica mantenedora de polarización. Para que la señal pulsada (onda de bombeo) tenga una intensidad suficiente se amplifica mediante un amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA) (el mismo modelo descrito en la sección anterior), de banda C de +23 dBm de potencia de salida y con banda de amplificación entre 1530 nm y 1560 nm. También como en el montaje anterior, nos ayudamos de un atenuador variable y de la misma red de Bragg que utilizábamos en el montaje experimental anterior, trabajando en reflexión para ajustar la potencia óptica del pulso, evitando de este modo el agotamiento del bombeo, y para eliminar el ASE del EDFA. Aunque depende de la longitud de fibra empleada, la potencia de pico que utilizamos para la onda de bombeo oscila entre 2 y 20 mW aproximadamente. Del mismo modo que en el montaje experimental que se ha descrito en el apartado anterior, la onda de bombeo se hace pasar por un *scrambler* o aleatorizador de polarización para la eliminación de la dependencia de la ganancia Brillouin con la polarización. La señal resultante, que es la onda de bombeo, se introduce de derecha a izquierda (en la figura 4.15), a través de un circulador en la fibra óptica de monitorización.

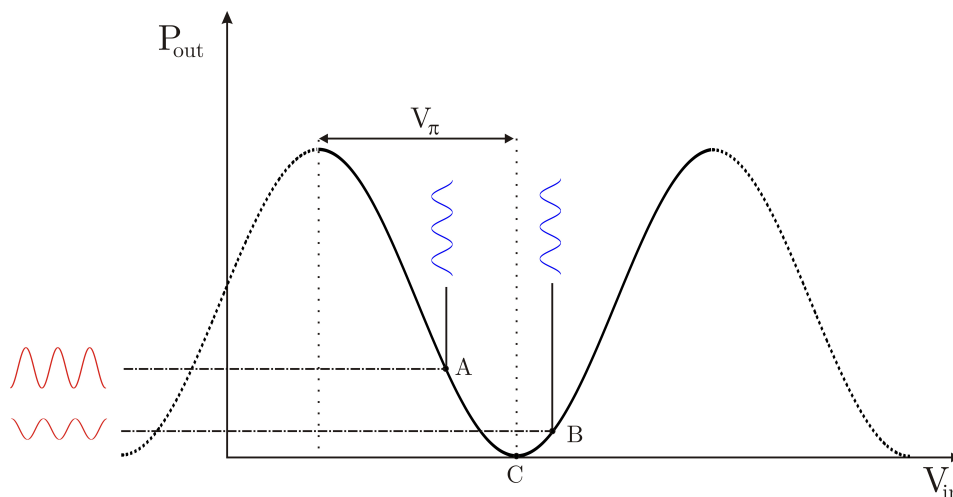


Figura 4.16: Curva de respuesta del modulador en función de la tensión de polarización

Por otra parte, la señal óptica presente en la otra rama del acoplador la utilizamos para generar la onda de prueba. Para ello, realizamos la modulación en amplitud de esta señal con ayuda de otro modulador Mach-Zehnder (Modulador 2), también basado en

niobato de litio (LiNbO_3), Photline MX LN-10, diseñado para señales de hasta 10 GHz como mínimo, pero que típicamente llega hasta los 12 GHz, según las especificaciones. Debido a que la salida del generador de señal no disponemos de suficiente potencia como para lograr una profundidad de modulación adecuada (relación entre la onda portadora y las bandas laterales) utilizamos un amplificador de RF HP modelo 8349B, para amplificar esta señal previamente a la realización de la modulación con el modulador Mach-Zehnder. La potencia apropiada para que el modulador realice su función correctamente es utilizar potencias de señal moduladora del orden de +27 dBm, si bien el amplificador que hemos utilizado experimentalmente satura para niveles de potencia inferiores, del orden de los +23 ó +24 dBm. A la salida del modulador, como se puede ver de forma esquematizada en la figura 4.15, se obtiene la CW propia del láser y las dos bandas laterales generadas en la modulación (además de otras bandas de órdenes superiores que no hemos representado). Para eliminar las dos bandas no deseadas, la CW del láser y la banda lateral inferior, utilizamos la red de Bragg con perfil en “W” que ya hemos descrito, de forma que a la salida de la misma se dispone únicamente de la banda lateral superior, que introducimos en la fibra óptica de monitorización. Después de hacer el ajuste de la modulación y del filtrado se obtiene la onda de prueba, que en el experimento ha presentado un rechazo frente a la señal portadora superior a 25 dB, y una potencia de aproximadamente -12 dBm. La onda de prueba es contra-propagante a la onda de bombeo, de modo que la segunda amplifica a la primera en el caso de que el *shift* de frecuencia entre las dos señales se corresponda con el parámetro ν_B de la fibra en cada punto de monitorización de la misma. Finalmente la onda de prueba se detecta mediante el mismo fotodetector que en el montaje experimental anterior. La señal detectada se registra mediante un osciloscopio.

4.4. Resultados experimentales

Nuestro primer objetivo, una vez que logramos realizar el ajuste inicial del sistema BOTDA, ha sido el desarrollo de un demostrador de laboratorio para comprobar que se producen las correspondientes variaciones sobre el *shift* de frecuencia cuando corresponde, pero previamente a realizar dicho demostrador se hicieron multitud de medidas sobre diferentes tipos de fibras. Se ha considerado relevante la inclusión de las medidas experimentales de dos de estas fibras con las que realizamos el primer demostrador de laboratorio. Estas fibras tienen 4.4 kilómetros (figura 4.17) y 9.85 kilómetros (figura 4.18) de longitud respectivamente y son de tipo SSMF (*Standard Single Mode Fiber*).

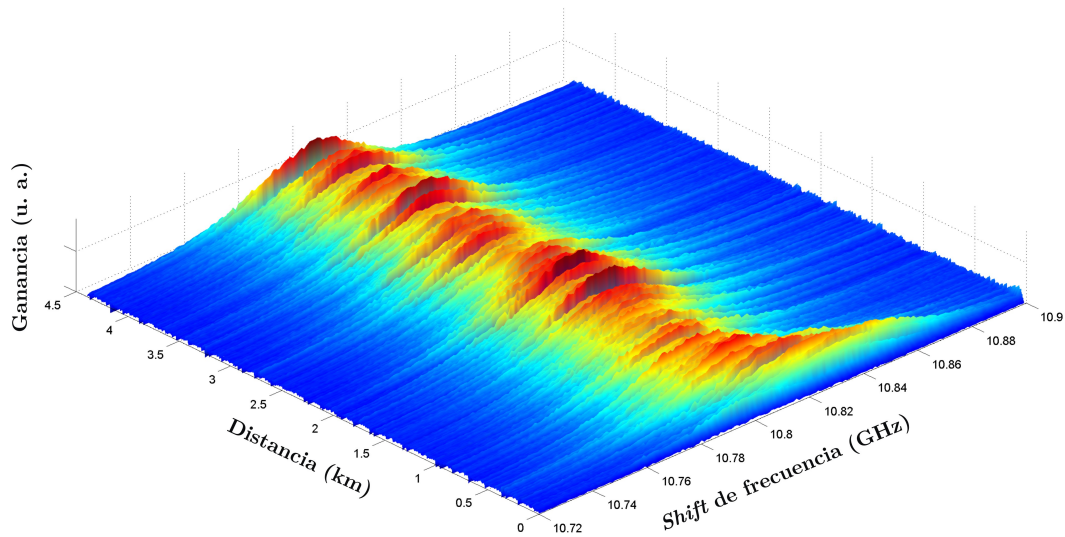


Figura 4.17: Barrido en frecuencia entre 10.72 GHz y 10.9 GHz, para una fibra SSMF de 4.4 kilómetros. Se puede observar que el máximo se encuentra ~ 10.80 GHz. Esta medida se ha realizado sobre 180 frecuencias, realizando 1000 promediados para cada una de ellas

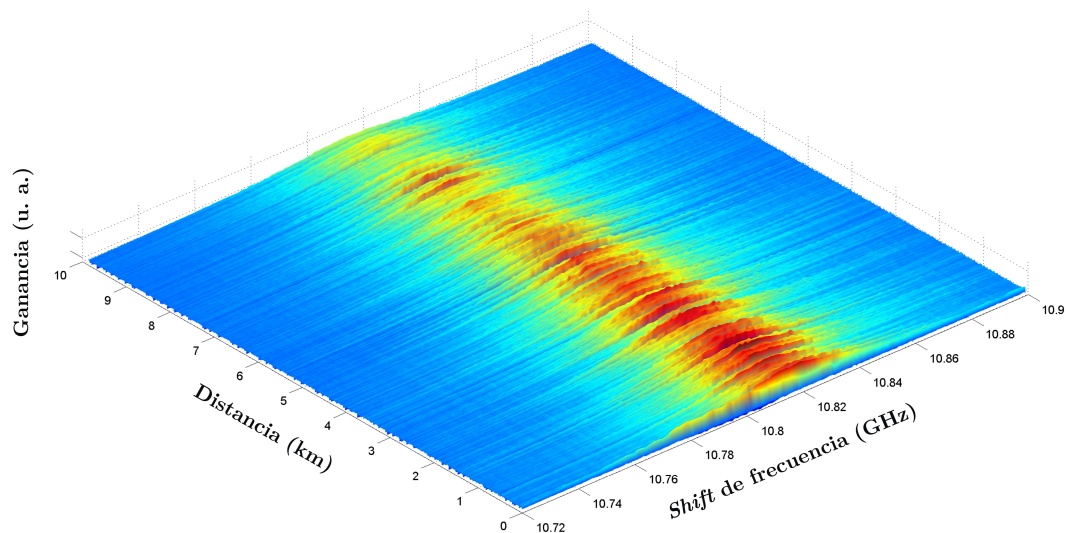


Figura 4.18: Barrido en frecuencia entre 10.72 GHz y 10.9 GHz, para una fibra SSMF de 9.85 kilómetros. Se puede observar que el máximo se encuentra ~ 10.815 GHz. Esta medida se ha realizado sobre 180 frecuencias, realizando 1000 promediados para cada una de ellas

Para realizar estas medidas utilizamos pulsos eléctricos (para realizar la modulación de la onda de bombeo) de 50 ns, lo que nos proporciona una resolución espacial de 5 metros, y la frecuencia de repetición de los pulsos ha sido de 1 kHz, valor que satisface la ecuación 4.9 para evitar la coexistencia de más de un pulso óptico en la fibra en cualquier instante de tiempo.

Hemos realizado un barrido en frecuencia entre 10.72 GHz y 10.9 GHz, en pasos de 1 MHz, con lo que para cada punto de monitorización se dispone de 180 frecuencias. Además, para cada una de las frecuencias medidas hemos realizado 1000 promediados para eliminar ruido.

En las dos representaciones anteriores, pero de forma más acentuada en la primera (figura 4.17), se observa un desplazamiento de la frecuencia ν_B nominal de la fibra óptica. Este *shift* de frecuencia lo atribuimos a las diferencias de deformación que se ocasionan en el momento del bobinado de la fibra óptica. Mediante el empleo del BOTDA que hemos desarrollado hemos medido una variación de deformación de 0.0989% en este carrete [82, 90, 91]. Justamente lo que se aprecia en esta medida es el propio *strain* al que está sometida la fibra óptica en esa zona inicial del bobinado.

Haremos referencia a que las medidas experimentales que mostramos en la figura 4.17 y en la figura 4.18 fueron realizadas sin aleatorizador de polarización, motivo por el cual son notablemente ruidosas.

Además de estas pruebas iniciales, mostramos las medidas experimentales de la ganancia Brillouin de seis fibras ópticas de 25 kilómetros de longitud de un total de ocho que se adquirieron de tipo SSMF. De entre estos ocho carretes de fibra se seleccionaron tres para probar el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman sobre 75 kilómetros, que tratamos en el capítulo 5. Fue necesaria la realización de estas medidas para elegir de entre los ocho carretes disponibles tres que tuvieran un *shift* de frecuencia Brillouin similar, de forma que los cortes en frecuencia de las trazas del BOTDA diera lugar a una continuidad en el valor de ganancia. Las otras dos fibras de las que no mostramos su ganancia Brillouin, no estaban disponibles en el momento de realizar estas medidas, ya que de forma simultánea realizamos medidas sobre 50 kilómetros, estando las mismas ya empalmadas. Aunque no mostramos las trazas de ganancia Brillouin de estas dos fibras, las mismas están caracterizadas, tal y como recogemos en la tabla 4.1. Estas dos fibras, de las que no mostramos sus trazas de ganancia Brillouin, están etiquetadas como fibra 1 y fibra 6.

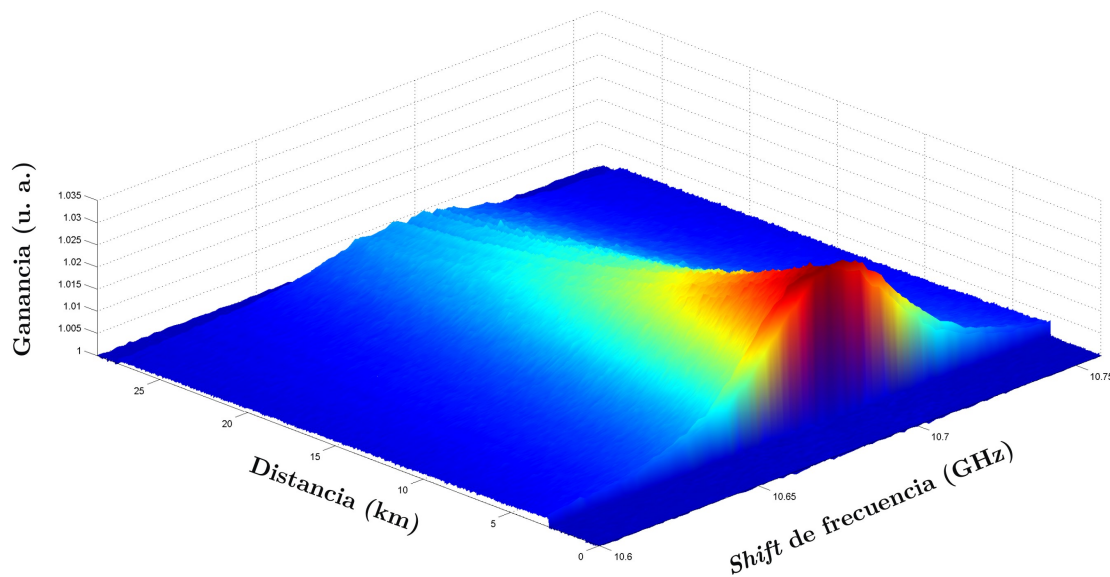


Figura 4.19: Fibra de 25 kilómetros número 2. Barrido en frecuencia entre 10.6 GHz y 10.76 GHz (4000 promediados)

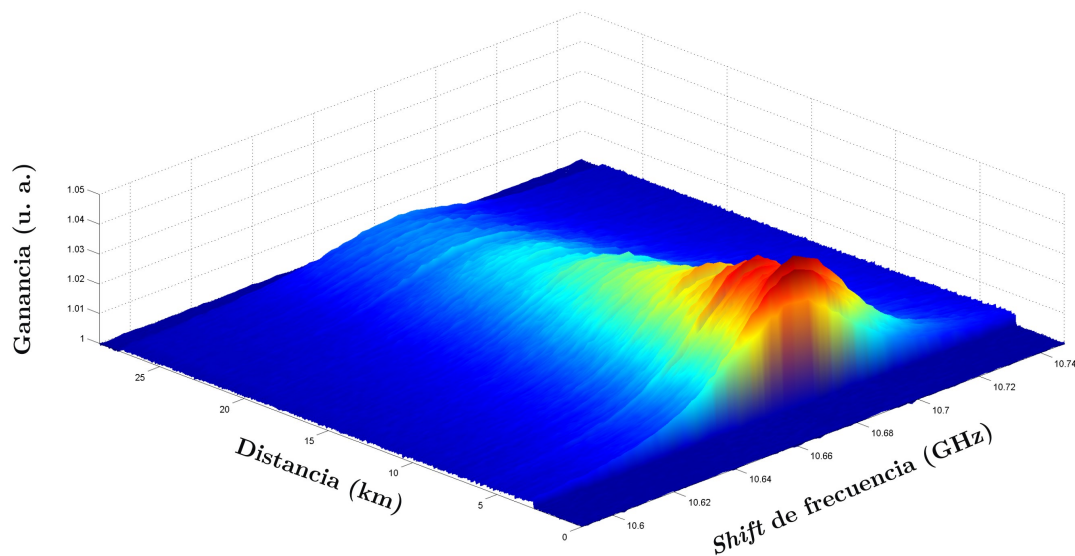


Figura 4.20: Fibra de 25 kilómetros número 3. Barrido en frecuencia entre 10.59 GHz y 10.75 GHz (4000 promediados)

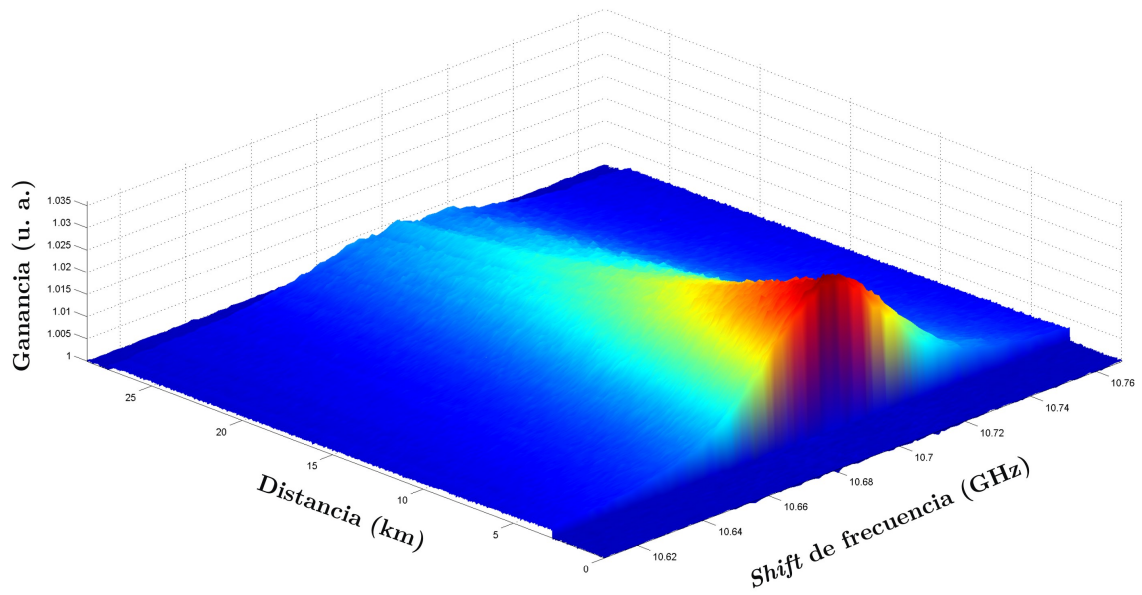


Figura 4.21: Fibra de 25 kilómetros número 4. Barrido en frecuencia entre 10.61 GHz y 10.77 GHz (4000 promediados)

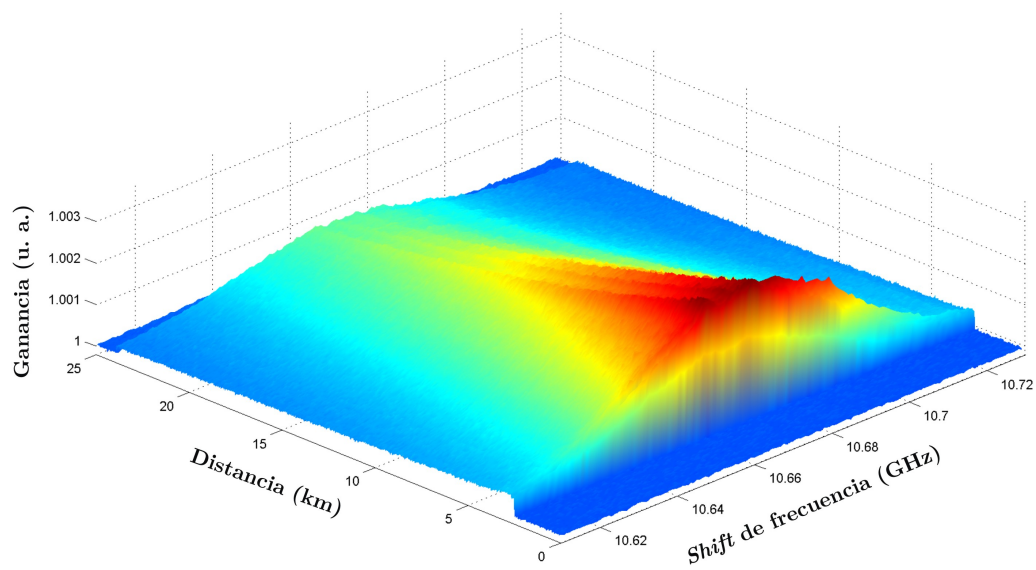


Figura 4.22: Fibra de 25 kilómetros número 5. Barrido en frecuencia entre 10.61 GHz y 10.73 GHz (4000 promediados)

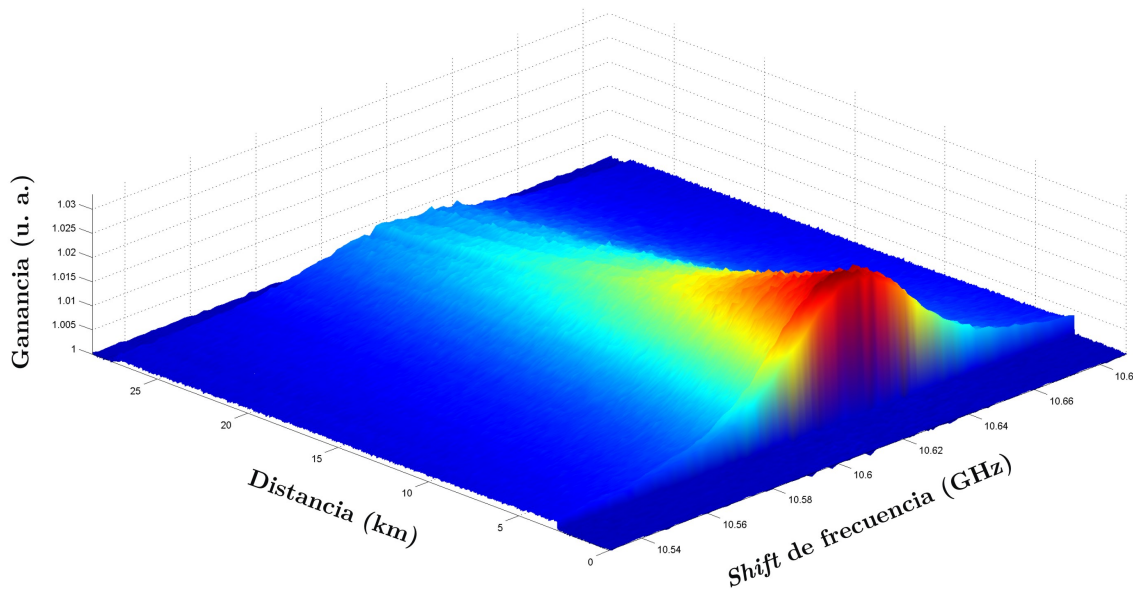


Figura 4.23: Fibra de 25 kilómetros número 7. Barrido en frecuencia entre 10.53 GHz y 10.69 GHz (4000 promediados)

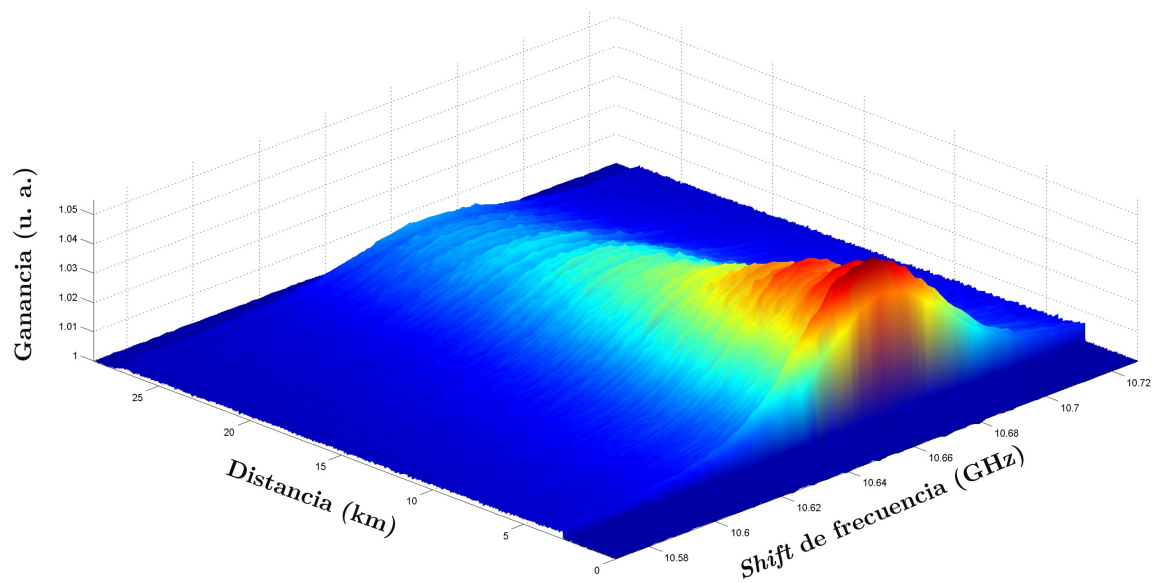


Figura 4.24: Fibra de 25 kilómetros número 8. Barrido en frecuencia entre 10.57 GHz y 10.73 GHz (4000 promediados)

	ν_B (GHz)
fibra 1	10.660
fibra 2	10.698
fibra 3	10.692 (no uniforme)
fibra 4	10.698
fibra 5	10.668
fibra 6	10.664
fibra 7	10.620
fibra 8	10.658

Tabla 4.1: Valores experimentales del *shift* de frecuencia Brillouin de los ocho carretes de fibra SSMF de 25 kilómetros

Por último, mostramos una traza de osciloscopio de la onda de prueba amplificada por SBS de una fibra óptica de 50 kilómetros cedida por el Dr. Luc Thévenaz del EPFL (ver figura 4.25), y que hemos utilizado como fibra de monitorización de partida para la mejora del BOTDA amplificado con Raman, que describiremos en el capítulo 5. Esta fibra, que es de tipo SSMF, presenta el máximo de ganancia Brillouin a una frecuencia de $\simeq 10.680$ GHz. Para la realización de esta medida experimental hemos utilizado pulsos de 50 ns, lo que permite monitorizar con 5 metros de resolución espacial. La frecuencia de repetición utilizada de nuevo es de 1 kHz y hemos realizado mil promediados para cada frecuencia. La traza se ha obtenido a la frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin de esta fibra, que como acabamos de citar es 10.680 GHz. Se puede apreciar la existencia de contraste a lo largo de los 50 kilómetros de fibra, así como el decaimiento exponencial de la potencia de la onda de prueba, amplificada por SBS, debido a la atenuación propia de la fibra óptica.

4.5. Demostrador de laboratorio con diferentes tipos de fibras

Para evaluar que el montaje experimental descrito en la sección 4.3.3 detecta variaciones del parámetro ν_B en diferentes secciones de la fibra óptica hemos realizado un demostrador de laboratorio. Este demostrador se basa en la utilización de las dos fibras que se han mostrado con anterioridad, de 4.4 y 9.85 kilómetros, colocando entre estas dos fibras un tramo intermedio de 15 metros de fibra óptica de dispersión desplazada

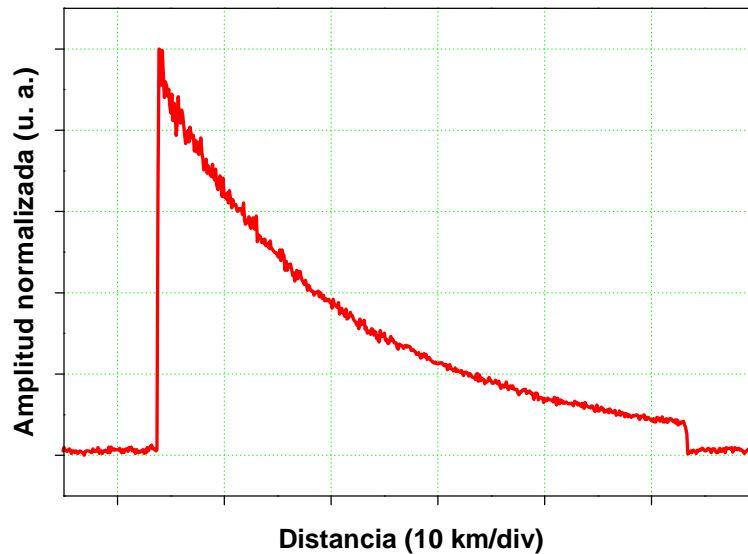


Figura 4.25: Traza de osciloscopio de la onda de prueba amplificada por SBS de una fibra óptica de tipo SSMF de 50 kilómetros, con resolución 5 metros. Se han realizado mil promediados sobre la medida. La medida se ha realizado con un *shift* de frecuencia de 10.680 GHz, que es la ν_B de la fibra óptica

DSF (*Dispersion-Shifted Fiber*). Como se ha demostrado en varios trabajos [7, 92], el coeficiente de no-linealidad de las fibras DSF es más alto que el de las fibras SSMF. Esto es debido a que el área efectiva es menor en las fibras DSF que en las fibras SSMF. Por presentar las fibras DSF un mayor coeficiente de no-linealidad, el valor de la ganancia Brillouin es más elevado, tal y como se ha tratado en el capítulo 2. Por otra parte, el valor del parámetro ν_B de la fibra óptica de dispersión desplazada se encuentra aproximadamente a una frecuencia de 10.5 GHz, mientras que los tramos de fibra estándar, como mostramos en la figura 4.17 y en la figura 4.18, tienen el máximo de ganancia Brillouin aproximadamente a 10.8 GHz de la señal de bombeo. El resultado que se representa en la figura 4.26, es una representación 3D que hemos obtenido realizando un barrido en un intervalo de valores de frecuencia, dentro del cuál se encuentran los máximos de ganancia de los tres tramos de fibra que hemos utilizado. En concreto, hemos realizado un barrido en frecuencia entre 10.4 GHz y 10.9 GHz, con un espaciado en frecuencia de 1 MHz y una resolución espacial de 5 metros, para lo cual se han utilizado pulsos ópticos de 50 ns de anchura temporal, con frecuencia de repetición de 1 kHz. La elección de la longitud de la fibra DSF ha sido de forma que al menos se tuviesen tres puntos de medida.

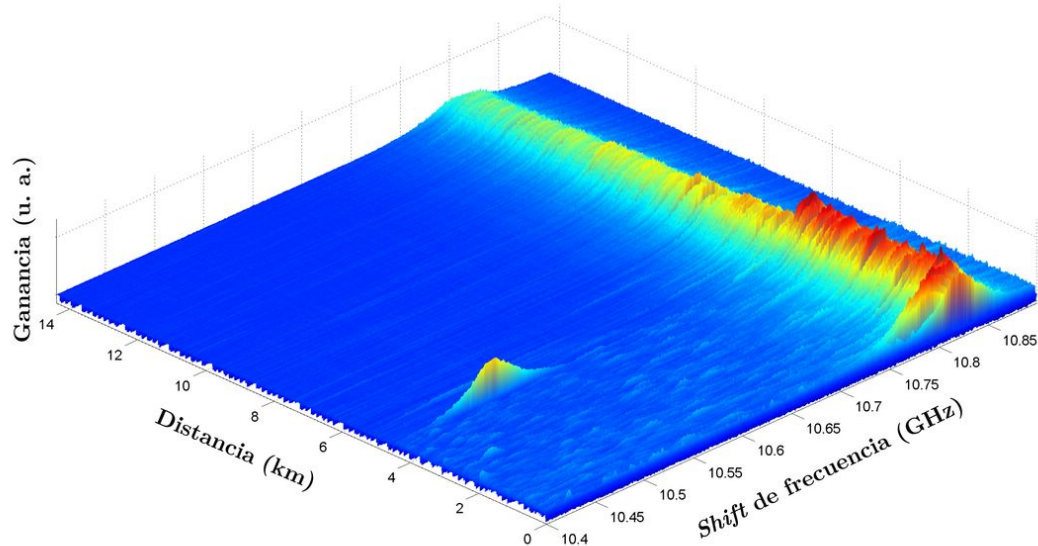


Figura 4.26: Medida experimental de la onda de prueba amplificada por Brillouin de los dos tramos de fibra SSMF de 4.4 y 9.85 kilómetros respectivamente, y el tramo de 15 metros colocado entre ambos. La resolución espacial en esta medida es de 5 metros, habiendo realizado el barrido en frecuencias entre 10.4 y 10.9 GHz, y habiendo realizado 1000 promedios para cada una de las frecuencias

Realizando cortes sobre la figura tridimensional para las distancias 4400 metros y 4410 metros del comienzo de la fibra se puede apreciar con nitidez la curva de ganancia Brillouin para esas dos distancias respecto al comienzo de la fibra óptica, y por ello también el *shift* de frecuencia que se produce al cambiar de la fibra óptica SSMF a la fibra óptica DSF. Estos cortes se han representado en la figura 4.27. En concreto, en la figura se muestra que 4400 metros del comienzo de la fibra, existe amplificación Brillouin a una frecuencia de 10.822 GHz, pero no existe prácticamente amplificación en el resto de la banda, salvo un pequeño residuo entorno a la frecuencia de 10.500 GHz, que ya se empieza a producir amplificación Brillouin correspondiente al tramo de fibra DSF. En cambio, a una distancia de 4410 metros del comienzo de la fibra (lugar donde se encuentra colocado el tramo de fibra DSF), existe amplificación Brillouin centrada a una frecuencia de 10.500 GHz, que se corresponde con el tramo intermedio de fibra óptica DSF de 15 metros, colocado entre las dos fibras estándar. En la figura 4.27 hemos indicado que existe una variación en el *shift* de frecuencia al que se produce el máximo de ganancia Brillouin ($\nu_B - \nu'_B$). Esta variación de la frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin es equivalente a una variación de temperatura

de 306.7 °C ó una deformación longitudinal de 0.657% teniendo en cuenta las curvas de calibración mostradas en [86].

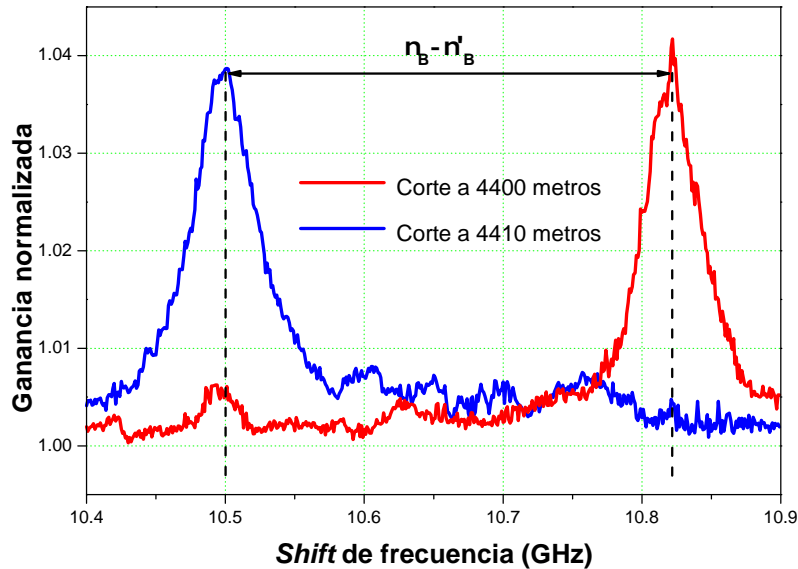


Figura 4.27: Ganancia normalizada en distancia de la medida experimental mostrada en la figura 4.26, a una distancia de 4400 metros (traza roja) y a una distancia de 4410 metros (traza azul). La traza roja se corresponde con el último punto de monitorización de la fibra SSMF de 4.4 kilómetros, mientras que la traza azul se corresponde con el punto de medida de la fibra DSF de 15 metros. La frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin para la fibra óptica SSMF es 10.822 GHz, mientras que para la fibra azul dicho máximo se produce a una frecuencia de 10.500 GHz. Se puede observar que pese a estar tomada la curva azul (DSF) a una mayor distancia que la curva roja (fibra SSMF), es mayor la ganancia de la fibra DSF, despreciándose el pico de ruido que existe sobre la traza roja

Mediante el anterior demostrador de laboratorio, hemos verificado la posibilidad de detectar variaciones en el *shift* de frecuencia existente entre la onda de bombeo que genera *scattering* Brillouin estimulado y la propia curva de ganancia Brillouin, para una distancia de monitorización superior a 14 kilómetros, con una resolución de medida de 5 metros, mediante la colocación de un tramo de fibra intermedio de tipo DSF de 15 metros entre dos fibras de tipo SSMF de 4.4 kilómetros y 9.85 kilómetros respectivamente. Así mismo, hemos mostrado la posibilidad de monitorizar hasta 50 kilómetros con el sistema BOTDA convencional desarrollado en nuestro laboratorio, existiendo contraste de señal en el punto final de la fibra, que es el punto en el cual el contraste es mínimo (ver figura 4.25). Sin embargo, en ciertas aplicaciones, en las que la estructura a monitorizar presente un gran tamaño, esta longitud máxima de monitorización puede

no ser suficiente. En el siguiente capítulo, mostramos como mejorar el sistema BOTDA convencional con amplificación Raman en diferentes configuraciones, para aumentar el rango dinámico de medida, y poder monitorizar de este modo un mayor número de kilómetros.

Capítulo 5

Mejora con amplificación Raman de primer orden de un sistema BOTDA

El objetivo de los sensores basados en tecnología BOTDA es la determinación del *strain* y/o la temperatura en cada punto de la fibra empleada como medio de monitorización, o bien de cualquier parámetro que se pueda inferir de las variaciones de estas dos magnitudes. El valor de estas magnitudes físicas se obtiene, como hemos descrito en el capítulo 4, a través de una calibración, que relaciona de forma lineal, el valor tanto del *strain* como de la temperatura con el *shift* de frecuencia al que se produce el máximo de la ganancia Brillouin respecto de la frecuencia de la onda de bombeo que lo genera.

Algunas infraestructuras de gran tamaño, como pueden ser los viaductos, puentes, túneles, ..., en las que los sistemas BOTDA son candidatos potenciales para la auscultación de las mismas, exigen distancias de monitorización que en ocasiones son elevadas, y que además necesitan una buena precisión de medida. El problema de los sistemas BOTDA comerciales es que la distancia máxima que permiten explorar en la práctica es del orden de los 50 kilómetros, y esta distancia se reduce considerablemente, a unos 20-30 kilómetros, en el caso de configurar el sistema de monitorización para la obtención de resoluciones comprendidas entre uno y dos metros [69]. La limitación en la distancia máxima que permiten medir los sistemas BOTDA se debe básicamente a la atenuación propia de la fibra óptica, siendo ésta en las fibras modernas de telecomunicación del orden de 0.2 dB/km a una longitud de onda de 1550 nm [93].

Para la mejora del rango dinámico de los sistemas BOTDA proponemos la introducción de amplificación Raman distribuida de primer orden, inyectando bombeos Raman en uno o ambos extremos de la fibra de monitorización, a través de dos acopladores WDM, que separarán las señales propias del BOTDA a 1550 nm, de las señales de bombeo Raman a 1455 nm, tratando de maximizar la eficiencia de esta amplificación. En esencia, mediante la amplificación Raman realizamos una transferencia de potencia a las señales que utilizamos en el sistema BOTDA convencional, esto es, a la onda de bombeo y/o a la onda de prueba Brillouin. La utilización de amplificación Raman distribuida permite trabajar con niveles de ganancia más elevados que con amplificadores convencionales, como pueden ser EDFAs o amplificadores de semiconductor, sin llegar a producir agotamiento de bombeo, lo que a su vez va a permitir lograr mayores alcances de monitorización.

5.1. Modelo teórico de un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden

La representación esquematizada de un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden en configuración bi-direccional, que es el caso general, es la que mostramos en la figura 5.1. Este esquema experimental está basado en el sistema BOTDA convencional (ver figura 3.14), al que se le han incluido dos acopladores WDM para la banda 1450/1550 nm para introducir en la fibra óptica dos bombeos Raman contra-propagantes entre sí a 1455 nm. Estos dos bombeos generan amplificación Raman distribuida en la fibra amplificando las ondas de bombeo Brillouin y de prueba a 1550 nm.

La amplificación Raman distribuida, del mismo modo que el *scattering* Brillouin, utiliza toda la fibra como medio con ganancia. En esencia, parte de la energía procedente de una o varias fuentes de bombeo en onda continua, se transfiere a una señal con mayor longitud de onda (menor frecuencia), como hemos indicado en el capítulo 2. La región de ganancia Raman característica de la fibra proporciona un ancho de banda de unas decenas de nanómetros, y la misma se encuentra desplazada respecto de la onda de bombeo que la genera un *shift* de frecuencia de aproximadamente 13.2 THz, valor que es aproximadamente tres órdenes de magnitud mayor que en el *scattering* Brillouin. Por lo anterior podemos considerar que desde el punto de vista de una onda de bombeo Raman situada en el entorno de 1450 nm, las ondas de bombeo Brillouin y de prueba, esto es, las ondas del sistema BOTDA, puede considerarse que presentan

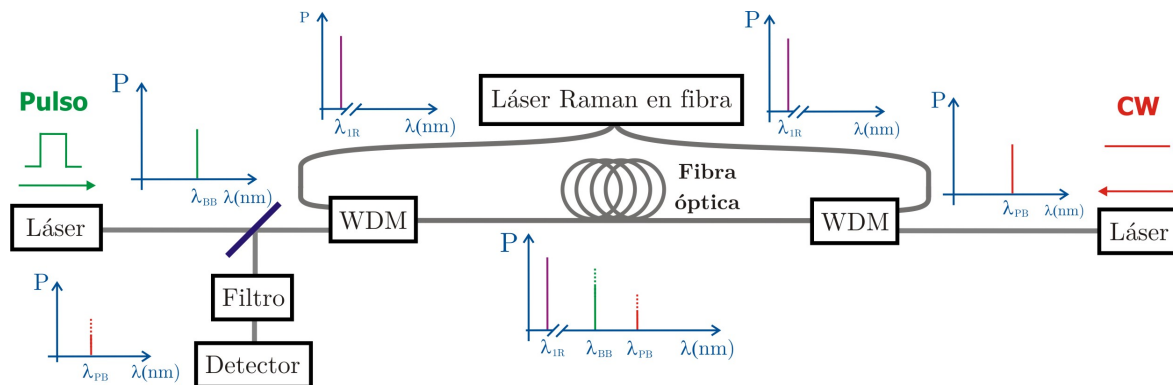


Figura 5.1: Esquema general (configuración bi-direccional) simplificado de un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden. En la figura λ_{IR} es la longitud de onda del bombeo Raman de primer orden (en violeta), λ_{BB} es la longitud de onda del bombeo Brillouin (en verde) y λ_{PB} es la longitud de onda de la onda de prueba (en rojo)

la misma frecuencia, y por ello están sometidas al mismo valor de ganancia Raman.

En función de que se inyecte en la fibra un único bombeo Raman o dos bombeos Raman, tendremos tres posibles configuraciones: las configuraciones contra-propagante y co-propagante utilizan un solo bombeo Raman y la configuración bi-direccional utiliza dos bombeos Raman. En cuanto a la nomenclatura que utilizamos, nos referimos siempre al punto de vista de la onda de bombeo Brillouin, es decir, que la configuración Raman contra-propagante es aquella en la que la onda de bombeo Brillouin y el bombeo Raman son contra-propagantes entre sí (se introducen por extremos opuestos de la fibra), y la configuración co-propagante es aquella en la que la onda de bombeo Brillouin y la onda de bombeo Raman son co-propagantes (se introducen por el mismo extremo de la fibra).

El modelo matemático que exponemos seguidamente representa el caso general de un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden, esto es, la configuración bi-direccional, ya que las configuraciones contra-propagante y co-propagante son casos particulares de la primera en la que no existe uno de los bombeos Raman (ver la figura 5.1). Para esta descripción físico-matemática del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden, vamos a realizar una serie de suposiciones que nos van a simplificar el modelado sin que ello de lugar a cambios sustanciales en la física del sistema. En primer lugar consideraremos que el sistema funciona en régimen estacionario, es decir, que no consideramos el régimen transitorio. Despreciaremos la emisión por amplificación espontánea, consideración que no es del todo cierta, pero que no genera resultados demasiado diferentes de la realidad. Supondremos despreciable el

ruido por *backscatter* Rayleigh, que en la práctica puesto que es una señal continua, nos limitará el rango dinámico del sensor, pero nos simplifica el modelado matemático. Y, por último, consideraremos el caso general de sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden, esto es, en configuración bi-direccional, ya que como hemos indicado más arriba, las configuraciones contra-propagante y co-propagante son dos casos particulares de la configuración bi-direccional, con la peculiaridad de que existe únicamente una onda de bombeo Raman.

A efectos de notación supondremos que la onda de bombeo Brillouin se propaga en el sentido $+z$, y que la onda de prueba se propaga en el sentido $-z$. Bajo las anteriores consideraciones podemos escribir matemáticamente la evolución longitudinal de las dos ondas de bombeo Raman, teniendo en cuenta que una se propaga en la dirección $+z$ (bombeo Raman co-propagante), y la otra lo hace en la dirección $-z$ (bombeo Raman contra-propagante). Para ello es necesaria la resolución de las siguientes dos ecuaciones:

$$\frac{dP_P^+(z)}{dz} = -\alpha_P P_P^+(z) - g_R \frac{\nu_P}{\nu_B} P_P^+(z) [P_B^+(z) + P_B^-(z)] \quad (5.1)$$

$$\frac{dP_P^-(z)}{dz} = +\alpha_P P_P^-(z) + g_R \frac{\nu_P}{\nu_B} P_P^-(z) [P_B^+(z) + P_B^-(z)] \quad (5.2)$$

donde $P_P^\pm(z)$ son las potencias de las ondas de bombeo Raman, que se propagan en la dirección $+z$, y es por ello co-propagante a la onda de bombeo Brillouin, ($P_B^+(z)$), y en la dirección de $-z$, contra-propagante a la onda de bombeo Brillouin, ($P_B^-(z)$); α_P es la atenuación de la fibra óptica para la longitud de onda del bombeo Raman, es decir, a 1455 nm; g_R es la ganancia Raman existente a la longitud de onda de interés, es decir, a 1550 nm. ν_P y ν_B son las frecuencias de la onda de bombeo Raman y de la onda de bombeo Brillouin respectivamente. $P_B^+(z)$ y $P_B^-(z)$ son respectivamente, la potencia de la onda de bombeo Brillouin y la potencia de la onda de prueba para cada z a lo largo de la fibra óptica de monitorización.

Por otra parte, la onda de bombeo Brillouin, suponiendo que se propaga en la dirección de $+z$, como decíamos más arriba, puede calcularse como indicamos en la ecuación 5.3, pudiéndose distinguir en la misma tres términos: el primero referente a la atenuación propia de la fibra, el segundo tiene en cuenta la ganancia Raman sobre la onda de bombeo Brillouin, y el tercero considera el agotamiento de bombeo Brillouin:

$$\frac{dP_B^+(z)}{dz} = -\alpha_B P_B^+(z) + g_R P_B^+(z) [P_P^+(z) + P_P^-(z)] - g_B P_B^+(z) P_B^-(z) \quad (5.3)$$

donde α_B es la atenuación de la fibra óptica para la longitud de onda de la señal de bombeo Brillouin, es decir, a 1550 nm; g_B es el coeficiente de ganancia máxima Brillouin, esto es, el valor de la ganancia Brillouin cuando la diferencia de frecuencia entre la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba es exactamente el *shift* Brillouin en ese punto de la fibra. Seleccionamos este valor de ganancia ya que es el caso en el que se produce agotamiento del bombeo Brillouin con una potencia de bombeo más baja, y que es necesario evitar para que las medidas sean correctas, ya que en el caso de que se produzca agotamiento de bombeo, el valor medido del máximo de ganancia sufre un desplazamiento en frecuencia, con el consiguiente error que ello supone en la determinación del *strain* o la temperatura. La influencia que presenta el agotamiento de bombeo Brillouin sobre el espectro de la curva de ganancia Brillouin ha sido recientemente estudiado por el Dr. Thévenaz *et al.* [94,95].

Por último, la evolución longitudinal de la potencia de la onda de prueba, que se introduce por el otro extremo de la fibra, es decir, en $z = L$, y que se propaga en la dirección de $-z$ podemos escribirla como:

$$\frac{dP_B^-(z)}{dz} = +\alpha_B P_B^-(z) - g_B P_B^+(z) P_B^-(z) - g_R P_B^-(z) [P_P^+(z) + P_P^-(z)] \quad (5.4)$$

donde de nuevo existen tres términos: el primero que considera la pérdida de potencia de la onda de prueba por la atenuación de la fibra, el segundo que considera la ganancia Brillouin generada por la propia onda de bombeo Brillouin, y el tercero, que considera la ganancia de potencia de la onda de prueba debido a los bombeos que producen ganancia Raman en la fibra.

En este punto nos encontramos con un sistema de cuatro ecuaciones acopladas (ecuaciones 5.1 - 5.4). Para encontrar una solución analítica de la evolución de la potencia de todas las ondas inmersas en el sistema podemos considerar despreciables la potencia de la onda de bombeo Brillouin y la potencia de la onda de prueba respecto de la potencia de las ondas de bombeo Raman, ya que los niveles de potencia de estas últimas son aproximadamente dos órdenes de magnitud mayores que los niveles de potencia de las primeras. En estas condiciones es posible despreciar los efectos de agotamiento de bombeo Raman, y por lo tanto, podemos reescribir las ecuaciones 5.1 y 5.2, como:

$$\frac{dP_P^+(z)}{dz} = -\alpha_P P_P^+(z) \quad (5.5)$$

$$\frac{dP_P^-(z)}{dz} = +\alpha_P P_P^-(z) \quad (5.6)$$

Adicionalmente, suponiendo que no se produce agotamiento de bombeo Brillouin, condición que es necesario tener en la práctica para que, como hemos dicho antes, este efecto no falsee la medida [94, 95], podemos eliminar el término relativo a dicho agotamiento de bombeo Brillouin presente en la ecuación 5.3 ($g_B P_B^+(z) P_B^-(z)$), con lo que reescribiendo esta ecuación, y considerando la anterior suposición tendremos:

$$\frac{dP_B^+(z)}{dz} = -\alpha_B P_B^+(z) + g_R P_B^+(z) [P_P^+(z) + P_P^-(z)] \quad (5.7)$$

En las condiciones que acabamos de citar, y resolviendo el sistema de ecuaciones formado por la ecuación 5.5 y la ecuación 5.6 para los bombeos Raman co-propagante y contra-propagante respectivamente, y las ecuaciones 5.7 y 5.4 para la onda de bombeo Brillouin y para la onda de prueba, es posible la obtención de una solución analítica para las evoluciones de las potencias de las ondas de bombeo Raman en dirección co-propagante y contra-propagante (ecuaciones 5.8 y 5.9), así como para la potencia de la onda de bombeo Brillouin (ecuación 5.10), no existiendo solución analítica para el caso de la potencia de la onda de prueba (ecuación 5.11).

$$P_P^+(z) = P_P^+(0) \exp(-\alpha_P z) \quad (5.8)$$

$$P_P^-(z) = P_P^-(L) \exp(\alpha_P (z - L)) \quad (5.9)$$

$$P_B^+(z) = P_B^+(0) \exp\left(\frac{g_R P_P^-(L)}{\alpha_P} \exp(\alpha_P (z - L)) - \frac{g_R P_P^+(0)}{\alpha_P} \exp(-\alpha_P z) - \frac{g_R P_P^-(L)}{\alpha_P} \exp(-\alpha_P L) + \frac{g_R P_P^+(0)}{\alpha_P} - \alpha_B z\right) \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned}
 P_B^-(z) = & P_B^-(L) \exp \left(\frac{g_R P_P^-(L)}{\alpha_P} - \alpha_B L + \alpha_B z - \frac{g_R P_P^+(0)}{\alpha_P} \exp(-\alpha_P L) \right. \\
 & + \frac{g_R P_P^+(0)}{\alpha_P} \exp(-\alpha_P z) - \frac{g_R P_P^-(L)}{\alpha_P} \exp(\alpha_P(z-L)) \\
 & \left. - P_B^+(0) g_B \exp \left[\frac{g_R P_P^+(0)}{\alpha_P} - \frac{g_R P_P^-(L)}{\alpha_P} \cdot \exp(-\alpha_P L) \right] \right. \\
 & \left. \cdot \int_L^z \exp \left(\frac{g_R P_P^-(L)}{\alpha_P} \cdot \exp(\alpha_P(z-L)) - \frac{g_R P_P^+(0)}{\alpha_P} \cdot \exp(-\alpha_P z) - \alpha_B z \right) dz \right) \quad (5.11)
 \end{aligned}$$

donde $P_P^+(0)$, $P_P^-(L)$, $P_B^+(0)$ y $P_B^-(L)$ son las condiciones de contorno para las soluciones de las ecuaciones diferenciales anteriores, y que vienen dadas por las potencias ópticas introducidas en los extremos de la fibra óptica para cada una de las señales consideradas. En otras palabras, estas constantes son las potencias Raman a la entrada de la fibra para los bombeos co-propagante y contra-propagante ($P_P^+(0)$ y $P_P^-(L)$), la potencia de bombeo Brillouin introducida en la fibra ($P_B^+(0)$), y la potencia de la onda de prueba introducida en la fibra ($P_B^-(L)$).

Como decíamos, se puede observar que no existe solución analítica para la onda de prueba (ver ecuación 5.11), por lo que es necesario realizar integración numérica para la obtención del valor del término integral presente en la ecuación 5.11. No obstante, hemos calculado la influencia que tiene dicho término no analítico en las simulaciones sobre una fibra de 75 kilómetros, y lo hemos hecho de tres formas diferentes. En la primera aproximación hemos despreciado completamente este término, es decir, que suponemos que la ganancia Brillouin no tiene una influencia significativa sobre el valor de potencia media de la onda de prueba. En la segunda aproximación hemos supuesto que la potencia de la onda de bombeo Brillouin es constante con la distancia, con valor la potencia promedio a lo largo de toda la fibra óptica, obtenido de la ecuación 5.10. Y el tercer y último enfoque es la resolución mediante cálculo numérico de la integral presente en la ecuación 5.11. Comparando los resultados bajo los tres anteriores supuestos se puede afirmar que el hecho de despreciar el término no analítico de la ecuación 5.11 no proporciona una mala estimación de la potencia de la onda de prueba a lo largo de la fibra de monitorización.

En cuanto al valor de la ganancia Brillouin, lo hemos calculado como ya hemos indicado en la ecuación 2.85, pero además hemos incluido un nuevo factor Θ que no se encuentra representado en dicha ecuación. Este factor caracteriza la polarización de la onda que genera SBS, esto es, la onda de bombeo, tal y como se recoge en las

referencias [29,96]. El factor de polarización tiene valor la unidad cuando la polarización se conserva, es decir, cuando se utilizan fibras mantenedoras de la polarización, y tiene valor 0.5 cuando la polarización es completamente aleatoria, siendo éste el caso de las fibras estándar de telecomunicación [29, 96]. Teniendo en cuenta el factor de polarización, el valor de pico de la ganancia Brillouin podemos calcularlo como:

$$g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2 \Theta}{c \lambda_p^2 \rho v_a \Delta\nu_B A_{eff}} \quad (5.12)$$

donde, como hemos indicado en la sección 2.4.2, n es el índice de refracción de la fibra óptica, p_{12} es la constante fotoelástica de la fibra, c es la velocidad de la luz, λ_p es la longitud de onda del bombeo Brillouin, ρ es la densidad de la fibra, v_a es la velocidad acústica en la fibra, $\Delta\nu_B$ es el ancho de espectral de la ganancia Brillouin, A_{eff} es el área efectiva de la fibra y Θ es el factor de polarización. En la tabla 5.1 recogemos los valores típicos para una fibra estándar de telecomunicaciones.

Símbolo	Parámetro	Valor
n	Índice de refracción	1.45
p_{12}	Constante fotoelástica	0.29
Θ	Factor de polarización	0.5
λ_p	Longitud de onda del láser de bombeo Brillouin	$1.553 \cdot 10^{-6}$ m
ρ	Densidad	$2.2 \cdot 10^3$ kg \cdot m $^{-3}$
v_a	Velocidad acústica en la fibra	$6 \cdot 10^3$ m \cdot s $^{-1}$
$\Delta\nu_B$	Anchura de la curva de ganancia Brillouin	$35 \cdot 10^6$ s $^{-1}$
g_R	Ganancia Raman a 1550 nm	0.36 W $^{-1}$ \cdot km $^{-1}$
A_{eff}	Área efectiva	70 μ m 2

Tabla 5.1: Valores de los parámetros de la fibra utilizados en las simulaciones para el sistema BOTDA con amplificación Raman de primer orden

5.2. Láser de bombeo Raman a 1455 nm

En los experimentos en que realizamos amplificación Raman de primer orden sobre las señales del sistema BOTDA [43,82,90,91,97–99] hemos utilizado para generar dicha ganancia Raman un láser en fibra Raman para producir la onda u ondas de bombeo destinadas a este fin. En esta sección describimos este láser en fibra Raman.

La onda u ondas de bombeo para la generación de ganancia Raman en la fibra

las obtenemos de un láser en fibra Raman (RFL) que tiene salida despolarizada y monomodo a 1455.5 nm. Se ha usado el RFL KEOPSYS (modelo KPS-BT2-RFL-1455-02-FA), cuya estructura mostramos en la figura 5.2.

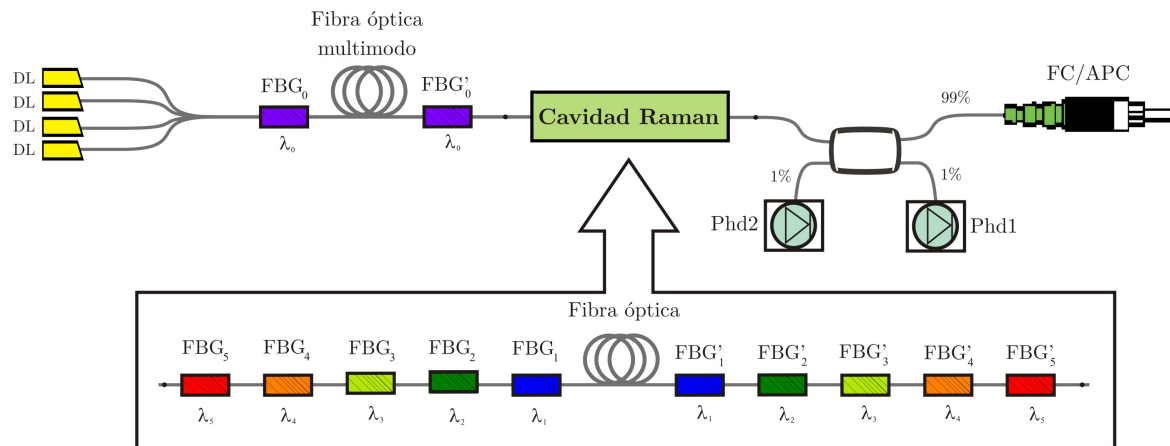


Figura 5.2: Esquema del láser en fibra Raman

El funcionamiento del láser en fibra Raman se basa en la generación del efecto Raman en fibra y en el empleo de una serie de resonadores implementados mediante redes de Bragg (FBG). La potencia de salida del láser de bombeo Raman que hemos empleado es variable hasta una potencia máxima de 2.1 W. El láser de bombeo Raman a 1455 nm está compuesto a su vez de un láser de Iterbio (Yb^{+3}) construido sobre una fibra óptica multimodo. Para conseguir la emisión del láser de Iterbio se bombean unos metros de fibra dopada de Yb con cuatro diodos láser, que emiten a 980 nm una potencia de 2.5 W cada uno. En los extremos de la fibra dopada de Yb se ha colocado dos redes de Bragg (FBG_0 y FBG'_0 en la figura 5.2) para crear la cavidad resonante del láser de Iterbio. La reflectividad de estas redes de Bragg es del 100 % para la FBG_0 y del 20 - 30 % para la FBG'_0 , siendo esta última más baja para permitir la emisión de luz a través de ella. Este resonador en fibra óptica permite la salida de longitudes de onda comprendidas entre 1060 nm y 1100 nm. Se selecciona una longitud de onda de salida de ~ 1100 nm para que la ganancia Raman máxima en la quinta etapa (se genera amplificación Raman a cinco longitudes de onda diferentes) se produzca a 1455.5 nm, que es la longitud de onda de interés, ya que exactamente esta longitud de onda permite generar amplificación máxima por *scattering* Raman estimulado en fibras a la longitud de onda de 1550 nm, que es la longitud de onda a la cual se realizan la mayor parte de la transmisión de información por fibra óptica, y que además, es la longitud de onda en la que se encuentran las señales de nuestro BOTDA. Esta salida, se introduce en una nueva cavidad, que hemos denotado en la figura como cavidad Raman. Esta cavidad

está formada por una fibra Raman, así como por un conjunto de grupos de dos redes de Bragg: FBG_1 y FBG'_1 , FBG_2 y FBG'_2 , FBG_3 y FBG'_3 , FBG_4 y FBG'_4 , y la última, FBG_5 y FBG'_5 , las cuales, por parejas, reflejan la misma longitud de onda (ver figura 5.2). La primera cavidad resonante, formada por FBG_0 y FBG'_0 , funciona según un esquema clásico de láser de estado sólido, mientras que en el caso de la segunda etapa o cavidad Raman, el proceso se basa en la generación de sucesivas frecuencias por SRS, que son seleccionadas por cada pareja de redes de Bragg. Este esquema de láser presenta la ventaja de que en la cavidad Raman es posible la selección de forma continua más o menos flexible de la longitud de onda de emisión, alterando la estructura del resonador, mientras que el diseño clásico de un láser de estado sólido, el resonador solo faculta la emisión a las longitudes de onda permitidas por los niveles electrónicos propios del material usado como dopante de la fibra, en este caso el Yb.

Las longitudes de onda para las que se encuentran diseñadas cada pareja de redes de Bragg están elegidas de forma que el pico de ganancia Raman producido por la longitud de onda de resonancia previa, coincida dentro de la red. En la figura 5.3 mostramos una simulación de los espectros de las distintas resonancias que tienen lugar en la cavidad de un láser Raman, como el descrito, así como los espectros de reflectancia de las redes de Bragg superpuestas. En esta figura se puede apreciar que las redes de Bragg de las diferentes etapas de amplificación han sido seleccionadas para conseguir máxima eficiencia Raman sobre la longitud de onda de salida, esto es, 1455.5 nm. Las anchuras espectrales de las redes de Bragg de la cavidad Raman oscilan entre los 2 y los 5 nm, y todas presentan alta reflectividad, entorno al 100 %, a excepción de la red de Bragg situada a la salida de la cavidad FBG'_5 , que posee una reflectividad entre el 20 y el 30 %, ya que a través de esta red se producirá la emisión de salida del láser Raman. La anchura espectral de las redes de Bragg determina la anchura espectral del láser, siendo en este caso de ~ 1.2 nm.

Como se puede apreciar en la figura 5.2, la salida del láser se encuentra monitorizada por medio de dos fotodiodos. Uno de ellos (Phd1) detecta la potencia de salida del láser (monitoriza el 1 % de la potencia de salida), mientras que el otro (Phd2) mide la potencia reflejada. Si el nivel de potencia reflejada supera un umbral programado en el propio láser, un sistema de seguridad hace que el láser se apague.

El espectro de salida del láser Raman en fibra, a 25 mW, lo mostramos en la figura 5.4. En la misma se pueden ver los picos correspondientes a cada una de las redes de Bragg que componen el resonador, además de la señal de bombeo del láser de Yb a 1099.5 nm. En la caracterización del láser que hemos utilizado como fuente de bombeo

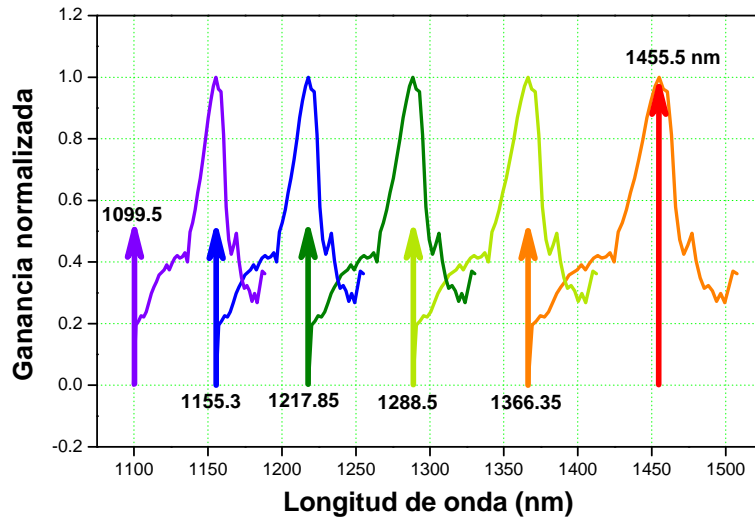


Figura 5.3: Simulación de la obtención de la longitud de onda de emisión del láser en fibra Raman. En la figura se representan las frecuencias filtradas por las redes de Bragg que dan lugar a la longitud de onda de emisión, así como las ganancias Raman que se producen en el mismo

Raman para la generación de amplificación Raman de primer orden se han realizado medidas de:

- Potencia total de salida.
- Relación entre la anchura espectral del pico de salida y la potencia del láser.
- Ruido de intensidad.
- Traza de autocorrelación en intensidad.

Tanto la medida del espectro de salida a la longitud de onda principal de emisión del láser en fibra Raman, como la traza de autocorrelación en intensidad debido a que no presentan una gran relevancia en los diseños que hemos realizado en el presente trabajo de tesis no lo describiremos, pero se recomienda como lectura la referencia [7] para el lector interesado.

Para la medida de la potencia de salida del láser Raman se ha utilizado un radiómetro esfera integradora. Dada la elevada potencia que emite el láser utilizado, se ha diseñado e implementado un radiómetro de esfera integradora adaptado a la media de potencias superiores a 1 W [100–102]. Puesto que el láser no emite una única longitud

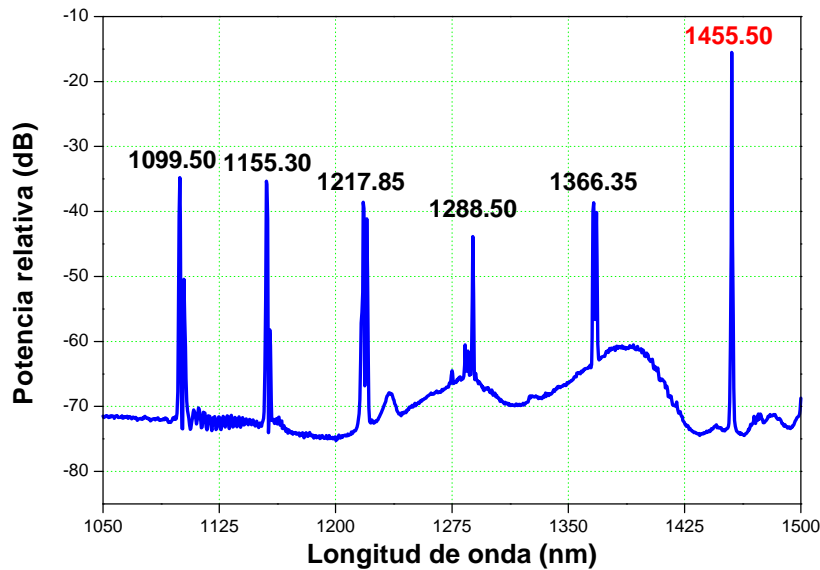


Figura 5.4: Espectro de salida del láser en fibra Raman a 25 mW [7]

de onda, para la realización de una medida precisa de la potencia de salida es necesaria la utilización de un analizador de espectros ópticos (OSA). En la figura 5.4 se puede apreciar que la potencia que presentan las longitudes de onda reflejadas en el interior del resonador se encuentran en todo caso 20 dB por debajo de la potencia de salida a la longitud de onda de emisión del láser. En concreto, las longitudes de onda de 1100 nm y de 1155 nm, pertenecientes a la longitud de onda de emisión del láser de Yb, la primera, y la longitud de onda reflejada en la pareja de redes de Bragg formada por FBG_1 y FBG'_1 la segunda, se encuentran 20 dB por debajo de la longitud de onda de emisión principal; la emisión a 1218 nm y 1366 nm, pertenecientes a las resonancias producidas en las parejas de redes de Bragg formadas por FBG_2 y FBG'_2 la primera, y FBG_4 y FBG'_4 la segunda, se encuentran 25 dB por debajo de la potencia a la longitud de onda de la emisión principal, y, por último, la banda de 1288 nm que es la longitud de onda a la que resuena la pareja de redes de Bragg FBG_3 y FBG'_3 , tiene una potencia 30 dB más baja que la potencia que presenta la longitud de onda de la emisión principal a 1455.5 nm. El valor relativo de la contribución de estas longitudes de onda de emisión de nuestro láser es por tanto inferior al 2.5 % sobre la potencia total de la emisión. Como hemos indicado más arriba, la potencia de salida de láser puede alcanzar 2.1 W, y la misma presenta una estabilidad de ± 10 mW.

Además de la potencia de salida de nuestro láser, se han medido la anchura espectral y el ruido de salida del mismo [7]. La anchura espectral aumenta conforme se aumenta

la potencia de salida, y es de valor máximo, 1.1 nm, para una potencia de salida de 2.1 W. Por otra parte, el ruido de salida de un láser se expresa con el parámetro conocido por RIN (*Relative Intensity Noise*), que se define como:

$$RIN = 20 \log \left(\frac{V_{rms_{noise}}}{V_{DC} \sqrt{BW}} \right) \quad (5.13)$$

donde BW representa el ancho de banda considerado, $V_{rms_{noise}}$ es el valor de la componente de ruido del láser registrada con un detector rápido sobre un ancho de banda BW hertzios, y V_{DC} es la señal continua medida con un voltímetro. El resultado de esta medida a 2.1 W es menor de -115.5 dBc/Hz, en un rango de 0-200 MHz [103]. Las especificaciones del fabricante del instrumento aportan como dato que el RIN <-110 dBc/Hz en el rango de 0-1 GHz.

5.3. Sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden

Para generar amplificación Raman de primer orden hemos utilizado el láser Raman en fibra que hemos descrito en la sección anterior, el cuál, como hemos indicado, suministra la señal de bombeo Raman a 1455.5 nm, generando ganancia significativa a una longitud de onda de aproximadamente 1550 nm, que es la banda donde se encuentran localizadas la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba de nuestro BOTDA.

De forma previa a la implementación del sensor BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden que procedemos a describir a continuación, y que es válido para las tres posibles configuraciones de sistema: contra-propagante, co-propagante y bi-direccional, desarrollamos en nuestro laboratorio un sensor BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden en configuración contra-propagante como punto de partida del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman. No hemos considerado de interés incluir la descripción del montaje experimental inicial del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden en configuración contra-propagante en este momento por tratarse de un caso particular del montaje experimental que se expone en esta sección, además de que el resultado experimental por él aportado es preliminar. Con este primer resultado observamos la posibilidad de mejorar el rango dinámico del sensor BOTDA asistiéndolo con amplificación Raman de primer orden, razón por la cual estudiamos las diferentes alternativas. El sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden lo hemos caracterizado midiendo sobre una

longitud total de monitorización de 50 kilómetros [97], como para una longitud total de monitorización de 75 kilómetros [43,98,99], en ambos casos con una resolución espacial de medida de 2 metros, lo que proporciona como resultado 25000 puntos de monitorización en el caso de la fibra de 50 kilómetros, y de 37500 puntos de monitorización en el caso de la fibra de 75 kilómetros.

5.3.1. Montaje experimental del sensor BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden

El esquema experimental del sensor BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden es el que mostramos en la figura 5.5.

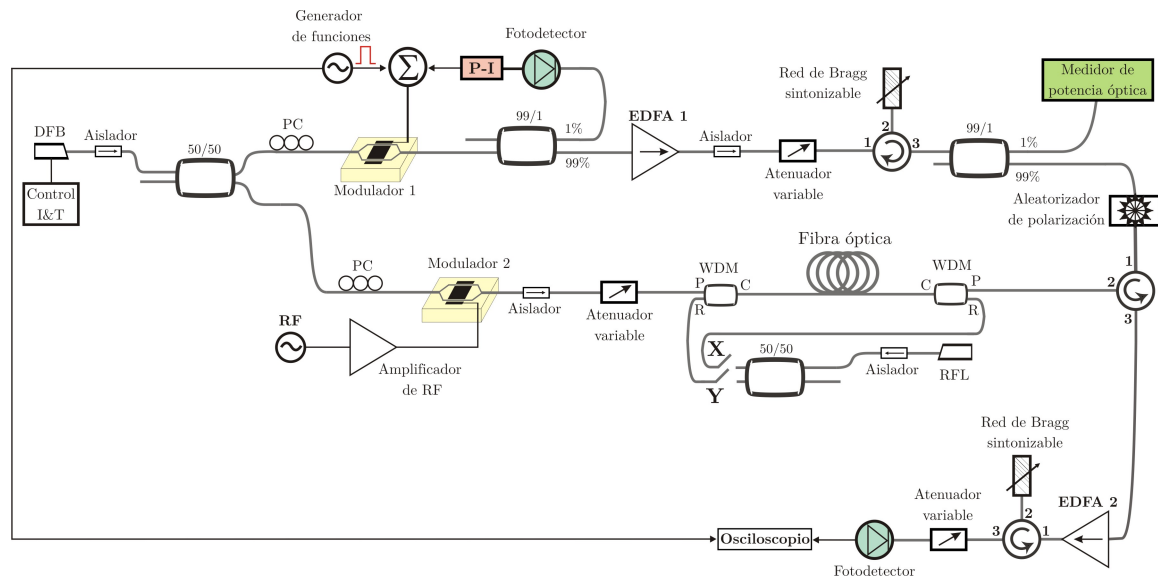


Figura 5.5: Montaje experimental del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden, válido para las tres posibles configuraciones: contra-propagante, co-propagante y bi-direccional. Además, en este montaje ya incluimos el circuito electrónico proporcional-integrador para la eliminación de la componente continua del pulso de bombeo (circuito P-I)

En este montaje experimental, respecto al descrito en la sección 4.3.3 hemos realizado el cambio del diodo láser, hemos incorporado un medidor de potencia para controlar los niveles de las ondas de bombeo Brillouin y de prueba, se han incluido dos acopladores WDM que permiten introducir en la fibra las señales propias del BOTDA en la banda de 1550 nm (onda de bombeo Brillouin y onda de prueba), así como la onda u ondas de bombeo Raman en la banda de 1455 nm. También hemos incluido en este montaje el subsistema P-I (proporcional-integrador), al que nos hemos referido en el

capítulo 4, y que describiremos unas líneas más adelante. Hemos añadido un segundo amplificador de fibra dopada con Erblio (EDFA 2) para mejorar la detección de la señal de salida del BOTDA, habiendo probado este sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden, como hemos dicho un poco más arriba, sobre una longitud de monitorización de 50 kilómetros, y también sobre 75 kilómetros.

El montaje que presentamos en esta sección permite realizar amplificación Raman de primer orden sobre las señales de un sistema BOTDA en las tres posibles configuraciones: contra-propagante, co-propagante y bi-direccional, consiguiendo dicha amplificación de primer orden a 1550 nm, mediante la introducción de una o dos señales de bombeo a 1455 nm en la fibra, tal y como hemos indicado en la sección 5.1. Las señales de bombeo Raman proceden del láser en fibra Raman que hemos descrito en la sección 5.2, y que, como ya hemos indicado, permite realizar un ajuste de potencia hasta un máximo de 2.1 W. La onda u ondas de bombeo Raman se inyectan en el interior de la fibra óptica a través de dos acopladores WDM para las bandas de 1450 - 1550 nm (WDM-TF-2-2-09-1-FC/APC y WDM-3-2-09-1-FC/APC-C), con similar respuesta en longitud de onda. El haz óptico de salida del láser en fibra Raman lo dividimos con un acoplador 50/50 para la banda de 1550, pero que funciona de forma correcta en la banda de 1455 nm, que es la longitud de onda de salida del láser. De este modo, en los dos extremos de salida del acoplador 50/50 tendremos la mitad de la potencia entregada por el láser de bombeo Raman. Cada uno de los sub-haces generados actúa como onda de bombeo Raman: una la hacemos propagar en sentido co-propagante a la onda de bombeo Brillouin, la señal que introducimos a través del WDM de la derecha en la figura 5.5, y la otra onda de bombeo Raman la introducimos en sentido contra-propagante a la onda de bombeo Brillouin, a través del WDM de la izquierda en la figura 5.5. Haremos inyección de ambos bombeos Raman en la fibra en el caso de que conectemos los dos latiguillos denominados en la figura como **X** e **Y**, teniendo en estas condiciones la configuración bi-direccional. En el caso de que el latiguillo **X** está desconectado y el latiguillo **Y** esté conectado, únicamente existirá en la fibra una onda de bombeo Raman, siendo en este caso la configuración contra-propagante. Si por contra, el latiguillo **X** está conectado y el latiguillo **Y** está desconectado, también existirá únicamente una onda de bombeo Raman en la fibra, pero en este caso estaremos en configuración co-propagante.

Hemos sustituido la fuente láser que hemos utilizado en el experimento del sensor BOTDA convencional, que presentaba una longitud de onda de emisión de 1556.54 nm, con una potencia de salida de ~ 2 mW y de unos pocos megahertzios de anchura

espectral, por una fuente que nos ha cedido el profesor Luc Thévenaz del EPFL. La nueva fuente en cuestión es un láser de diodo que emite a 1553.59 nm, y presenta una potencia de salida de ~ 4 mW. Además, este láser tiene poca anchura espectral (mayor de 10 MHz), aspecto que como hemos comentado en el capítulo 2, da lugar a una mayor eficiencia de la interacción Brillouin.

Debido a que hemos realizado el cambio de la fuente óptica en el sistema, ha sido necesario cambiar la red de Bragg que utilizamos como filtro óptico, ya que la longitud de onda de emisión de ambos láseres es diferente: la primera presenta una longitud de onda de emisión de 1556.54 nm, mientras que la longitud de onda de emisión de la segunda es de 1553.59 nm. La nueva red de Bragg utilizada en este montaje experimental, con la que hemos sustituido a la red de Bragg con perfil espectral en forma de “W”, ha sido fabricada por la empresa Chylas, S.L. Esta nueva red es espectralmente muy estrecha (~ 0.16 nm) para facilitar el filtrado de señales que están muy próximas entre sí (~ 10 GHz), y presentan un perfil de reflexión aproximadamente gaussiano. En la figura 5.6 mostramos el espectro de funcionamiento de esta red de Bragg trabajando a reflexión. Es necesario sintonizar la red de Bragg a la longitud de onda de emisión del láser, de modo que se realice un correcto filtrado de la portadora y de la banda lateral, que utilizaremos para generar la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba.

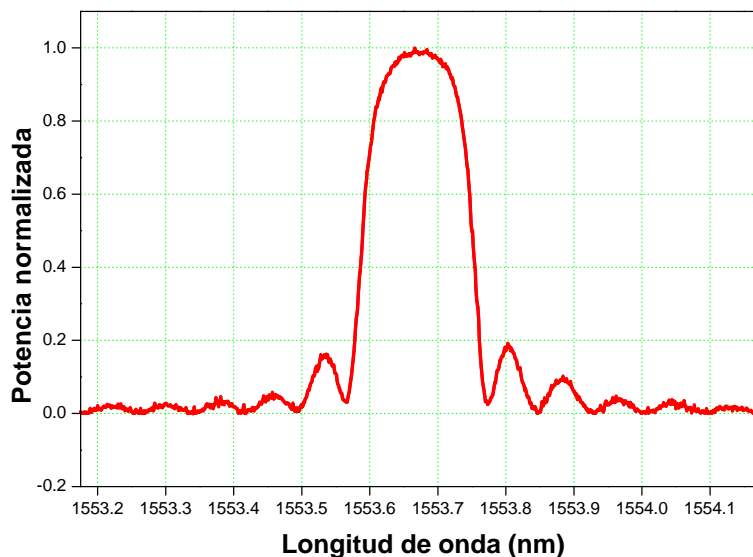


Figura 5.6: Espectro de la red de Bragg fabricada por Chylas, S.L., con anchura espectral de aproximadamente 0.16 nm

También en este montaje experimental hemos incluido un sistema electrónico P-I (ó proporcional-integral). Para que el sistema BOTDA funcione con las mejores pres-

taciones es necesario que los pulsos ópticos que utilizamos para generar la onda de bombeo Brillouin se encuentren libres de componente continua, ya que esto redundaría en un mayor contraste de la señal de prueba amplificada por ganancia Brillouin. La componente continua de los pulsos de bombeo Brillouin contribuye al aumento del nivel de *background* de la onda de prueba amplificada. En este sentido es esencial la elección de un punto de polarización del modulador adecuado (Modulador 1 en la figura 5.5), de forma que la componente continua a su salida sea nula. Para asegurar que el punto de polarización se mantiene incluso en presencia de variaciones térmicas en la atmósfera del modulador, se ha optado por la utilización de un sistema de realimentación basado en un circuito proporcional-integrador, que consigue seguir los pequeños desplazamientos que puedan producirse sobre la curva de respuesta que tiene el modulador electro-óptico (ver figura 4.17), ya que hasta este momento, el ajuste lo hemos realizado de forma manual introduciendo junto con la señal pulsada una tensión continua de *offset* que varía con el tiempo. Pero este ajuste manual no es suficientemente estable en el tiempo de adquisición de las medidas realizadas con un gran número de promediados, debido a que varía dicha tensión de *offset* durante el transcurso de la adquisición.

En la figura 5.7 mostramos el esquema experimental del circuito P-I. Un oscilador local (OL) genera una señal sinusoidal de pequeña amplitud y de baja frecuencia ($\simeq 10$ kHz). Esta señal se suma a la tensión fija proporcionada por la fuente de continua. Esta señal produce una pequeña modulación en la intensidad de la señal óptica de salida del modulador. En la salida de éste, un acoplador 99/1 separa el 1% de potencia de salida hacia un detector lento, con el fin de que el propio detector entregue una salida proporcional a la potencia media de la señal óptica pulsada. La señal de salida del detector se mezcla con la señal del oscilador local produciendo como resultado una componente continua de error. En el caso de que ambas señales estén en fase, la componente de error es positiva, mientras que si están en contrafase, la componente de error es negativa. Por último, una señal proporcional al error, entregada por el circuito P, y otra a su integral, proporcionada por el circuito I, que permite la optimización del sistema de supresión de continua para desviaciones de baja frecuencia, se restan de la tensión introducida para polarizar el modulador.

La curva de respuesta del modulador electro-óptico está representada en la figura 4.17, en la cuál nos apoyaremos para describir con un mayor detalle el principio de funcionamiento del esquema experimental basado en un circuito P-I para la supresión de la componente continua del pulso de bombeo. El punto de polarización buscado es el representado como **C** en dicha figura 4.17, siendo este punto el correspondiente a la

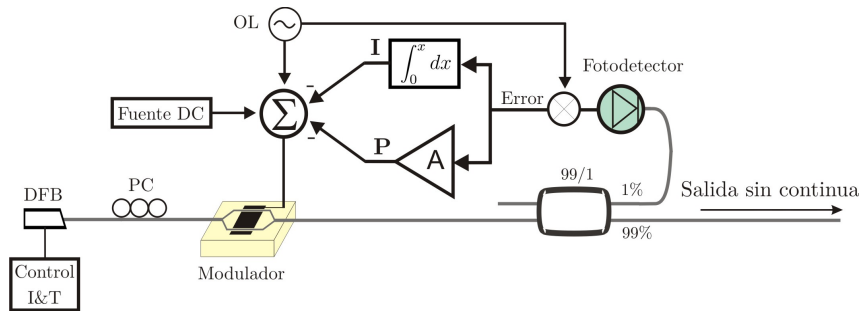


Figura 5.7: Esquema experimental basado en un circuito P-I para a eliminación de la componente continua de los pulsos ópticos, que van a actuar como onda de bombeo Brillouin, a la salida del modulador electro-óptico

transmisión mínima de componente continua. Con la fuente de DC fijamos un punto de polarización que sea cercano a este mínimo buscado. Supongamos que el punto de polarización es el punto que hemos marcado como **A**. En este punto de polarización, la señal de salida del modulador, que es detectada en el detector lento presente en el esquema de la figura 5.7, está en contrafase con la señal de entrada, ya que la pendiente de la curva de respuesta del modulador en este punto es negativa. En estas condiciones, la señal de error que se registra a la salida del mezclador es negativa. El error se resta a la señal de entrada del modulador, con lo que de este modo desplazamos el punto de polarización hacia tensiones superiores, en la dirección del punto **C** buscado. Si, por el contrario, el punto de polarización es el representado como **B** (en la figura 4.17), la señal a la salida del modulador se encontrará en fase con la del oscilador local, por lo que en este supuesto la señal de error será positiva. La señal de error se resta de la tensión de polarización actual, lo que da lugar a un desplazamiento del punto de polarización hacia menores tensiones, en la dirección del punto deseado **C**.

Utilizamos otro EDFA (EDFA 2) para amplificar la onda de prueba antes de realizar la detección. Este amplificador, al igual que el EDFA 1, genera ruido ASE que deteriora la calidad de señal que presenta la onda de prueba. Para eliminar el ruido ASE es necesario realizar el filtrado de la onda de prueba con un filtro lo más estrecho posible, con el fin de que el ASE que llegue al detector sea lo más pequeño posible. Hemos optado por la eliminación de la red de Bragg con la que hasta ahora hemos filtrado la onda de prueba antes de inyectarla en la fibra, y colocar la red de Bragg, que hemos descrito unas líneas más arriba, a la salida del EDFA que utilizamos en detección. De esta forma, con la misma red de Bragg filtramos la onda de prueba, y además eliminamos el ruido ASE generado en el EDFA 2. Esta red, como se puede apreciar en la figura 5.5, la hacemos trabajar en reflexión, obteniendo a su salida únicamente la

longitud de onda que dicha red refleja. En realidad sintonizamos el láser en corriente y temperatura de modo que la onda de prueba generada presente la misma longitud de onda que la que refleja la red. Para finalizar, un atenuador variable nos permite controlar la potencia de la señal de salida del BOTDA antes de realizar la detección, con el fin de evitar la saturación del detector de InGaAs.

5.3.2. Resultados experimentales del sensor BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden para una fibra de 50 kilómetros

En esta sección mostramos los resultados experimentales del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden en todas las configuraciones sobre la fibra de 50 kilómetros cedida por el Prof. Thévenaz, y con el montaje experimental que acabamos de describir, que es válido para las tres posibles configuraciones asistidas por Raman.

Para optimizar el contraste de señal a lo largo de toda la fibra en las tres configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman de primer orden, hemos buscado de forma experimental la potencia (o potencias) de bombeo Raman a una longitud de onda de 1455 nm que maximizan dicho contraste. Para ello, hemos ajustado la frecuencia en el generador de RF a la frecuencia en que se produce el máximo de ganancia Brillouin en la fibra, que en este caso es de 10.680 GHz, y para cada una de las tres configuraciones con amplificación Raman de primer orden, hemos ido aumentando la potencia de bombeo Raman con incrementos de 200 mW. Estas medidas experimentales las hemos realizado con pulsos de 50 ns (5 metros de resolución espacial), y en todos los casos hemos realizado el ajuste de la potencia de bombeo Brillouin y de la onda de prueba para tratar de obtener el mayor contraste posible en promedio a lo largo de toda la fibra, y de forma que no se produzca agotamiento de bombeo.

Los resultados experimentales para la configuración contra-propagante los mostramos en la figura 5.8. Para la obtención de los mismos hemos desconectado el conector etiquetado como **X** en la figura 5.5. Indicaremos también que los niveles de potencia que se muestran en la figura, al igual que ocurre en la figura 5.9 para la configuración co-propagante, son el doble de la potencia real a la longitud de onda de 1455 nm que introducimos en la fibra, ya que los mismos son los niveles de potencia de salida del láser de bombeo Raman, y solo hacemos uso, en estas dos configuraciones, de uno de los bombeos Raman.

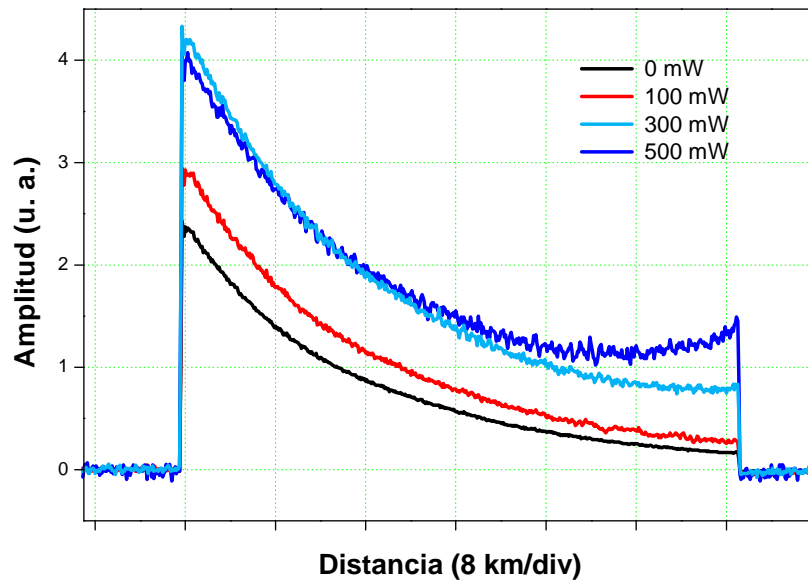


Figura 5.8: Trazas de osciloscopio obtenidas con un *shift* de frecuencia de 10.680 GHz, que es el valor de ν_B propio de la fibra óptica en la configuración contra-propagante para diferentes niveles de potencia de bombeo Raman. La medida ha sido realizada con mil promediados y con pulsos de 50 ns

En la figura 5.8 se puede observar que para el diseño del sistema anteriormente descrito, la onda de prueba en el extremo final de la fibra no presenta a penas contraste en el caso de no utilizar amplificación Raman, con lo que las posibles variaciones en el *shift* de frecuencia en esa zona de la fibra son difícilmente detectables. Sin embargo, a medida que aumentamos la potencia de bombeo Raman, aumenta el contraste de señal en toda la fibra (ver trazas roja, para un bombeo Raman de 100 mW, y azul claro, para un bombeo Raman de 300 mW). No obstante, un mayor aumento de la potencia de bombeo Raman, en el caso de que se supere un cierto umbral, no trae consigo ventaja alguna, sino al contrario. Así por ejemplo, la traza de 500 mW (azul oscuro) es notablemente más ruidosa que las anteriores, debido a que el aumento de la potencia de la onda de bombeo Raman también implica un aumento de su componente ruidosa. Por otra parte, en esta última medida (la de 500 mW) hemos reducido la potencia de la onda de bombeo Brillouin para que no se produzca agotamiento de bombeo. En estas condiciones, el incremento de contraste con el aumento de la potencia Raman es más pronunciado en el extremo final de la fibra, exactamente por donde se introduce la onda de bombeo Raman en esta configuración, que es precisamente el lugar de la fibra donde el contraste es más bajo.

Los resultados experimentales para la configuración co-propagante los mostramos en la figura 5.9. En este caso, el conector que se encuentra desconectado es el que hemos etiquetado como **Y**, mientras que el conector **X** si que está conectado.

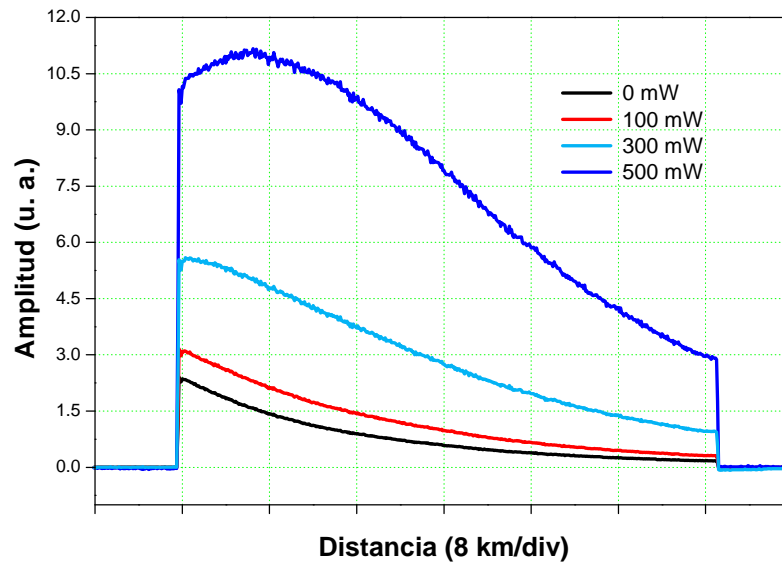


Figura 5.9: Trazas de osciloscopio obtenidas con un *shift* de frecuencia de 10.680 GHz, que es el valor de ν_B propio de la fibra óptica en la configuración co-propagante para diferentes niveles de potencia de bombeo Raman. La medida ha sido realizada con mil promediados y con pulsos de 50 ns

En la configuración co-propagante, el aumento de la potencia de bombeo Raman lleva consigo el aumento de contraste de señal en el extremo de la fibra por el cuál se ha introducido dicho bombeo Raman. En la curva de 500 mW se puede observar que el contraste máximo en esta configuración no se tiene en el extremo inicial de la fibra por el que se introduce la onda de bombeo Brillouin, sino a unos pocos kilómetros de éste, ya que es necesaria una cierta longitud de fibra para que la interacción Raman sea efectiva. Este fenómeno no se observa para potencias de bombeo inferiores debido a que la potencia de bombeo Raman no es la óptima para maximizar el efecto SRS sobre la fibra que lo estamos generando. Además, también se puede observar en la figura que aunque se mejora el contraste en todos los puntos de la fibra, el incremento de contraste es más elevado en el extremo de la fibra más proximo al detector, que es el extremo de la fibra por el que se introduce la onda de bombeo Raman.

Por último, para la configuración bi-direccional mostramos los resultados en la figura 5.10. En este caso, los diferentes niveles de potencia indicados para cada una de las trazas son los niveles de potencia reales introducidos en la fibra, salvo las pérdidas

en conectores intermedios. Indicaremos también que el balance de potencias de ambos bombeos Raman es de 50% - 50%, es decir, que introducimos la misma cantidad de potencia de bombeo Raman en los sentidos co-propagante y contra-propagante. Los conectores etiquetados como **X** e **Y** se encuentran conectados para esta configuración.

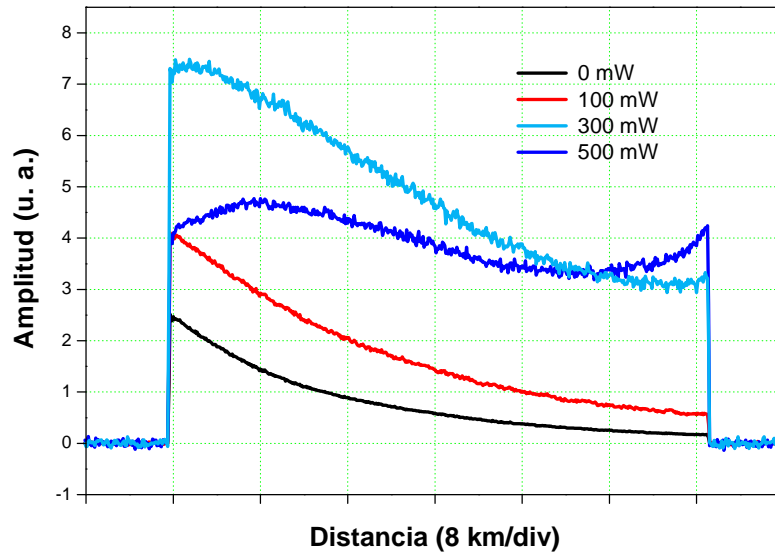


Figura 5.10: Trazas de osciloscopio obtenidas con un *shift* de frecuencia de 10.680 GHz, que es el valor de ν_B propio de la fibra óptica en la configuración bi-direccional para diferentes niveles de potencia de bombeo Raman. La medida ha sido realizada con mil promediados y con pulsos de 50 ns

La configuración bi-direccional, con amplificación Raman de primer orden, es la configuración que permite alcanzar condiciones cercanas a la transparencia, es decir, que la fibra trabaje como si no tuviera pérdidas por atenuación. Sin embargo, esta condición solo es posible alcanzarla en el caso de que la amplificación Raman sea efectiva a lo largo de toda la fibra. Así como en las configuraciones que hemos mostrado anteriormente, la introducción de dos bombeos Raman en la fibra de 50 mW cada uno (100 mW en total) permite un aumento de contraste en todos los puntos de la fibra, si bien, este aumento de contraste es más notable en el extremo de la fibra más próximo al detector, por la razón de que la señal óptica en este punto, esto es, la onda de bombeo Brillouin es más potente que la onda de prueba, que se introduce por el otro extremo de la fibra. El aumento de la potencia de los bombeos Raman a 150 mW cada uno (300 mW en total) da lugar a un gran aumento del contraste en todos los puntos de la fibra, pero esta potencia de bombeo Raman no es la óptima para alcanzar la condición de transparencia. Al aumentar la potencia de los bombeos Raman a 250 mW cada uno

(500 mW en total), además de la reducción de la potencia de bombeo Brillouin para evitar agotamiento de bombeo, nos permiten encontrar un punto óptimo en el cual el contraste de señal en los extremos inicial y final de la fibra es el mismo.

De los resultados mostrados en las figuras 5.8 - 5.10 se desprende que la configuración que ofrece un mayor contraste promedio de la señal del BOTDA es la co-propagante (figura 5.9). Aunque para esta configuración es necesaria una reducción de la potencia de la onda de bombeo Brillouin para que no se produzca saturación de ganancia, es posible trabajar con valores de potencia más altos para la onda de prueba, respecto a las otras dos configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman de primer orden, ya que se produce agotamiento de bombeo Brillouin para valores más elevados de potencia. Esto da lugar a un elevado contraste en el extremo final de la fibra (por el que se introduce la onda de prueba), si bien, el contraste en este punto es más elevado en la configuración bi-direccional. Como hemos mencionado más arriba, esta configuración permite realizar una ecualización de la potencia de las ondas de bombeo Brillouin y de prueba en la fibra de manera que ésta se comporte virtualmente como un medio sin pérdidas. En cuanto a los resultados experimentales obtenidos con la configuración contra-propagante (figura 5.8), conseguimos mejorar el contraste, a medida que aumentamos la potencia de bombeo Raman en el extremo de fibra más alejado del detector. En realidad estamos amplificando principalmente la señal que introducimos en ese extremo: la onda de prueba, y esta configuración permite trabajar con niveles de potencia de bombeo Brillouin más elevados. En esta configuración también se puede observar que al aumentar la potencia de bombeo Raman hay un notable aumento del ruido en la onda de prueba. Esto ocurre porque en esta configuración la onda de bombeo Raman es co-propagante con la onda de prueba, por lo que la transferencia de ruido de intensidad relativo (RIN) desde la onda de bombeo Raman hacia la onda de prueba es más eficiente, lo que da lugar a que las trazas en esta configuración sean más ruidosas cuanto mayor sea el nivel de potencia del láser, y también cuanto más ruidoso sea el láser Raman en cuestión. Por último, de la configuración bi-direccional (figura 5.10), permite la obtención de niveles de contraste de la señal del BOTDA, para una potencia de bombeo Raman próxima a los 500 mW, muy próximos en ambos extremos de la fibra. Con esta configuración conseguimos que el contraste de señal presente una cierta uniformidad en todos los puntos de la misma, aspecto que no se consigue en las otras dos configuraciones con amplificación Raman de primer orden. Esta cualidad permite que el sensor presente también una incertidumbre de medida aproximadamente uniforme en todos los puntos de monitorización. Al igual que ocurre

en la configuración contra-propagante, se puede observar que a medida que subimos el nivel de potencia de bombeo Raman, las trazas se vuelven más ruidosas por la misma razón que comentábamos antes: debido a que existe una onda de bombeo Raman que co-propaga con la onda de prueba, se produce de una forma eficiente una cierta transferencia de ruido desde dicho bombeo a la onda de prueba. Indicamos en este punto que hemos adquirido trazas para potencias de bombeo Raman superiores a los 500 mW, pero no las hemos incluido porque la transferencia de RIN es tan elevada que hace que las mismas pierdan contraste, ya que la OSNR (Relación señal-ruido óptica) baja, con lo que empeoran las prestaciones del sensor.

Una vez que hemos descrito la influencia que presenta el nivel de potencia de bombeo Raman sobre las diferentes configuraciones, comparamos cada una de las configuraciones de forma conjunta, sobre la misma fibra de 50 kilómetros, pero en este caso con anchura temporal de los pulsos de 20 ns, lo que proporciona una resolución espacial de medida de 2 metros, tal y como hemos mostrado en la sección 4.2.3. La disminución de la anchura temporal del pulso de bombeo Brillouin lleva consigo la reducción de la potencia media de los mismos, con lo que el nivel de contraste de señal baja. En la figura 5.11 presentamos los resultados experimentales de contraste para la frecuencia a la cual se produce el máximo de ganancia Brillouin en la fibra, al igual que en las figuras 5.8 - 5.10, y que como hemos indicado más arriba es de 10.680 GHz, y de nuevo lo volvemos a hacer para las diferentes configuraciones con amplificación Raman de primer orden. La frecuencia de repetición de los pulsos la hemos ajustado a 1 kHz, suficientemente baja para que no haya en la fibra dos pulsos de forma simultánea (ver sección 4.2.8), y las trazas han sido promediadas 1000 veces. Hemos utilizado una potencia de bombeo Raman de 500 mW de salida, que es en principio suficiente para garantizar transparencia, en el caso bi-direccional, entre la entrada y la salida de la misma, es decir, que la amplificación Raman compense la pérdidas que se producen en la fibra debido a la atenuación. En el caso de las dos configuraciones que utilizan un único bombeo Raman, es decir, las configuraciones contra-propagante y co-propagante, la potencia de bombeo Raman es exactamente la mitad, esto es, 250 mW, ya que como hemos indicado antes, estas configuraciones las obtenemos mediante la desconexión de uno de los latiguillos de fibra indicados en la figura 5.5 como **X** (desconectado en configuración contra-propagante) e **Y** (desconectado en configuración co-propagante). Para realizar la comparación también incluimos la traza en ausencia de amplificación Raman. Para poder visualizar de forma correcta las trazas de cada una de las configuraciones que hemos mencionado, debido a que cada una de ellas presenta un nivel de

continua diferente, hemos suprimido en el procesado de los datos de medida adquiridos la componente continua de cada configuración, haciendo un promediado del valor de *background* de señal, habiendo restado dicho valor promediado de continua de la traza obtenida de forma experimental. El resultado es el que mostramos en la figura 5.11.

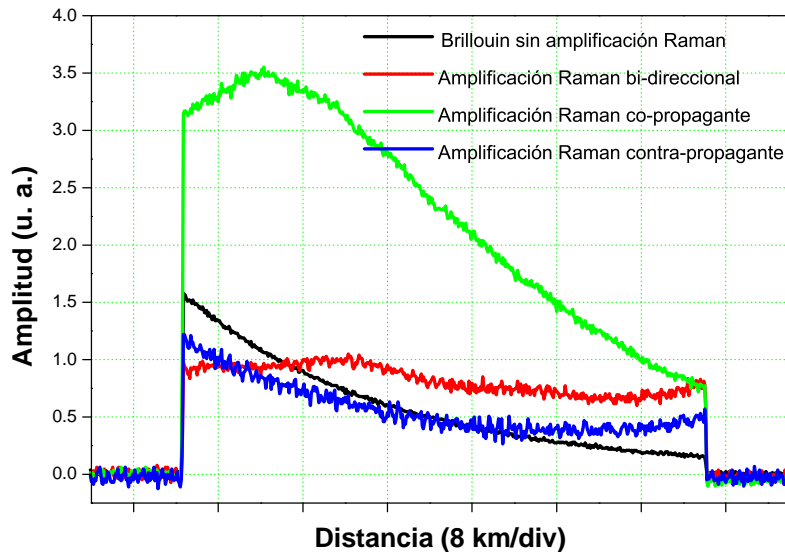


Figura 5.11: Resultados experimentales del sistema BOTDA asistido y sin asistir con amplificación Raman de primer orden con el montaje experimental mostrado en la figura 5.5. Se muestran cuatro trazas de osciloscopio para las tres configuraciones con amplificación Raman (bi-direccional, co-propagante y contra-propagante) así como la traza que muestra la señal de salida del sensor sin asistir. Todas las trazas se han obtenido con una resolución de dos metros (20 ns de anchura temporal de los pulsos de bombeo Brillouin) y con una potencia de salida del láser Raman en fibra de 500 mW, con lo que en las dos configuraciones que necesitan únicamente de una señal de bombeo Raman, la señal inyectada en la fibra a 1455 nm presenta una potencia de 250 mW. Las trazas se han obtenido a la frecuencia de máxima ganancia Brillouin de la fibra sensora: 10.680 GHz, y todas las trazas han sido promediadas 1000 veces

Hemos considerado que es ilustrativo incluir una representación en la que mostramos la mejora de contraste existente en las tres configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman de primer orden respecto de la configuración en la que no asistimos con amplificación Raman, para cada punto de monitorización de la fibra (ver figura 5.12). Este valor de mejora de contraste lo hemos calculado como:

$$Mejora\ contraste(z) [dB] = 20 \log \left(\frac{Amplitud\ Raman(z)}{Amplitud\ Sin\ Raman(z)} \right) \quad (5.14)$$

Como decimos, los resultados de la mejora de contraste los hemos obtenido aplicando la ecuación 5.14. Hemos representado una línea para el valor de mejora de 0 dB (ver figura 5.12) que se corresponde con la mejora de la configuración sin asistir con Raman respecto de esa misma configuración. Para las configuraciones asistidas con amplificación Raman de primer orden, los valores positivos de incremento de contraste suponen una mejora real de amplitud de la traza en cuestión respecto de la configuración sin asistir con amplificación Raman, mientras que valores negativos del valor de incremento de mejora son indicativos de una degradación del nivel de señal respecto de la configuración sin asistir con Raman.

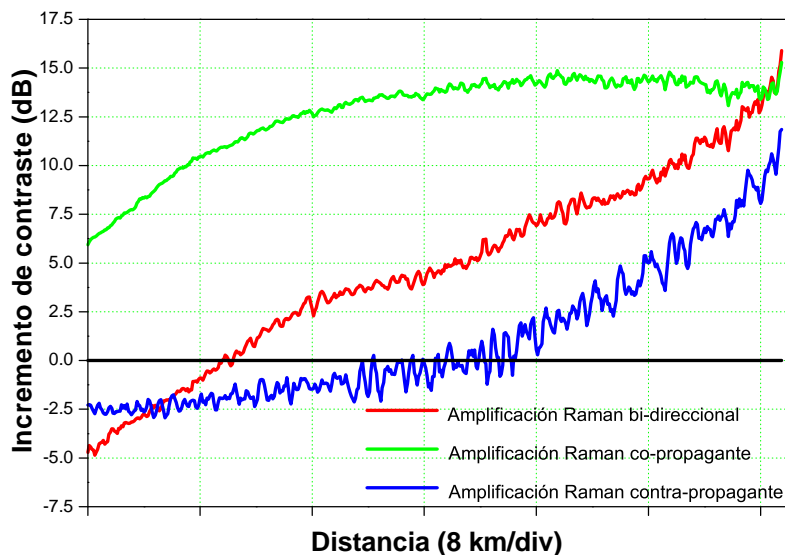


Figura 5.12: Incremento de contraste de las tres configuraciones asistidas con amplificación Raman de primer orden, respecto de la traza del BOTDA sin asistir con amplificación Raman, para los resultados experimentales mostrados en la figura 5.11, con resolución espacial de medida de dos metros. La traza horizontal de valor 0 dB representa el caso de no utilizar amplificación Raman, existiendo mejora en el caso de tener valores positivos de incremento de contraste, y degradación de contraste en el caso de tener valores negativos en dicho parámetro

En promedio se observa que en todas las configuraciones tenemos mejora de contraste de señal, obteniendo el incremento de contraste más elevado en el extremo de la fibra más próximo al detector para la configuración co-propagante, si bien, la mejora se mantiene aproximadamente constante a partir del kilómetro 25. Es interesante observar la mejora en el extremo inicial de la fibra (el que está más próximo al detector). En este punto, en la configuración co-propagante tenemos una mejora de contraste de 6

dB respecto a la configuración en la que no utilizamos amplificación Raman. Esto ocurre porque la onda de prueba es exactamente amplificada en este punto (amplificación contra-propagante respecto de la onda de prueba). Sin embargo, las configuraciones bi-direccional y contra-propagante presentan un contraste de señal más bajo en este extremo -5 dB y -2.5 dB respectivamente. Como decíamos más arriba, también se puede apreciar que los resultados experimentales para las configuraciones contra-propagante y bi-direccional son más ruidosos, puesto que en ambas existe un bombeo Raman que co-propaga con la onda de prueba, haciéndose en este caso más eficiente la transferencia de ruido de intensidad relativo (RIN) en estos dos casos.

Aunque los mejores resultados en términos de contraste los hemos obtenidos para la configuración co-propagante, existen ciertos inconvenientes con la misma en comparación con las otras configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman. Básicamente el mayor problema es que la potencia de pico de la onda de bombeo en la configuración co-propagante es la más alta. Por ello, ésta es la configuración más crítica en cuanto a la posibilidad de que exista agotamiento de bombeo Brillouin. En esta configuración, la amplificación máxima la obtenemos en el extremo inicial de la fibra (el más próximo al fotodetector) con lo que en este extremo es en el punto de la fibra en el que se producirá máxima transferencia de potencia, que podría desencadenar en la aparición de otros efectos no lineales.

La utilización de amplificación Raman de primer orden en configuración bi-direccional permite la posibilidad de realizar una ecualización de la ganancia Brillouin a lo largo de la fibra, haciendo que la misma se comporte como un medio de transmisión virtualmente sin pérdidas, esto es, que mediante la amplificación Raman se compensen las pérdidas por atenuación. Si se consigue este fin, es posible tener prácticamente un contraste constante en cualquier punto de la fibra. Dicho con otras palabras, la amplificación Raman bi-direccional es la configuración más eficiente para la compensación de las pérdidas que se producen por atenuación en la fibra, presentando además el mayor contraste de señal en el extremo final de la fibra (el que está más alejado del detector).

En la figura 5.13 mostramos una traza a la frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin (10.680 GHz) con amplificación Raman en configuración bi-direccional y sin amplificación Raman. Ambas trazas han sido adquiridas utilizando pulsos de bombeo Brillouin de 30 ns, que proporcionan una resolución de medida de tres metros. La frecuencia de repetición de los pulsos no ha variado respecto de las medidas experimentales anteriores, sigue siendo de 1 kHz. La potencia de bombeo Raman que hemos empleado para realizar esta medida es de 250 mW por cada uno de

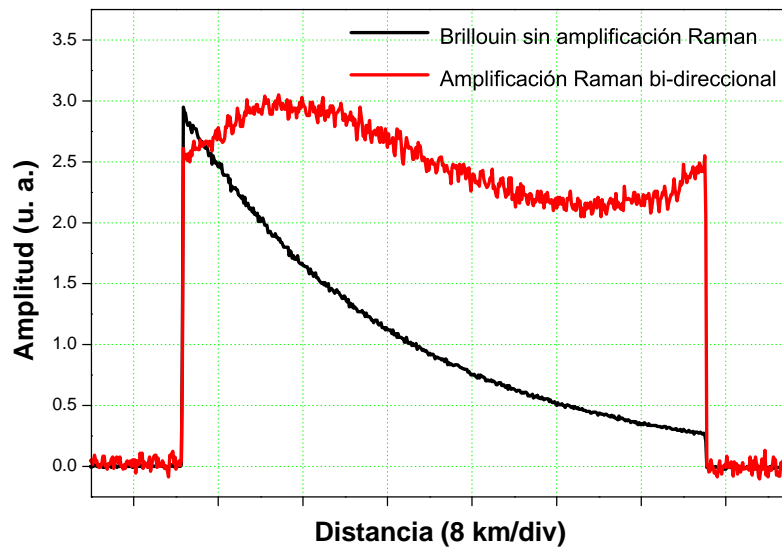


Figura 5.13: Comparación de las trazas de osciloscopio de la onda de prueba obtenidas a la frecuencia de máxima ganancia Brillouin en ausencia de amplificación Raman y con amplificación Raman de 500 mW (250 mW de bombeo por cada extremo de la fibra) para pulsos ópticos de bombeo de 30 ns de anchura temporal (resolución espacial de tres metros). De nuevo, se ha utilizado un promediado de 1000 con el objeto de que las trazas sean menos ruidosas

los extremos de la fibra, en total 500 mW. Se puede observar en la representación que el contraste de señal se ha mejorado prácticamente para todos los puntos de la fibra (la excepción es el extremo inicial de la misma), y dicho valor de contraste es mucho más alto en el extremo final en el caso de utilizar amplificación Raman bi-direccional respecto a no utilizar amplificación Raman.

De nuevo, en la figura 5.14 mostramos la curva de incremento de contraste de la configuración con amplificación Raman bi-direccional respecto de la configuración en la que no utilizamos amplificación Raman. Hemos realizado el ajuste de la medida experimental (traza roja) a una recta (traza negra). La recta de ajuste nos permite establecer de forma aproximada una relación lineal entre el incremento de contraste, dado en unidades logarítmicas (en dB), y la distancia (dada en kilómetros). Dicha relación indica que para cada kilómetro que incrementemos la distancia, el sistema BOTDA con amplificación Raman de primer orden en configuración bi-direccional mejora en 0.361 dB el contraste de señal respecto a no utilizar amplificación Raman. En concreto, la ecuación de la recta de ajuste es: Incremento de contraste (dB) = 0.361 · Distancia (km) + 0.19.

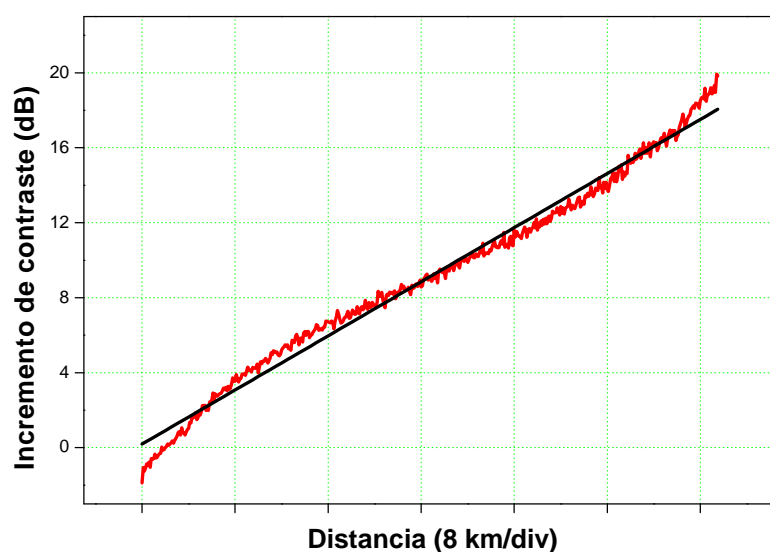


Figura 5.14: Incremento de contraste, respecto del caso en el que no utilizamos amplificación Raman, de la configuración con amplificación Raman bi-direccional para pulsos de 30 ns (resolución espacial de tres metros)

5.3.3. Resultados experimentales para 75 kilómetros

Después de haber probado el montaje experimental con una fibra de 50 kilómetros y obtener resultados satisfactorios, hemos probado el mismo montaje experimental sobre una distancia total de monitorización de 75 kilómetros, algo que en el momento de presentar los resultados recogidos en [43] no se había hecho nunca en un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden. Debido a que no disponíamos de un único carrete de fibra de longitud total 75 kilómetros, el experimento lo hemos realizado utilizando tres carretes de fibra monomodo estándar de telecomunicación (SSMF) de 25 kilómetros cada uno, que se han seleccionado de entre ocho carretes disponibles con similares características en función de la frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin en cada uno de ellos, buscando que los *shift* de frecuencia Brillouin de las fibras sean similares (ver tabla 4.1). En concreto, el *shift* de frecuencia Brillouin de las fibras seleccionadas oscila entre 10.650 y 10.660 GHz. Los carretes de fibra óptica seleccionados, los hemos soldado previamente para evitar posibles reflexiones en conectores, que podrían dañar ciertos componentes ópticos debido a los elevados niveles de potencia que por ellos pueden transitar.

Aunque el montaje experimental que hemos utilizado es el mostrado en la figura 5.5, es decir, el mismo que para las medidas que hemos mostrado en la sección 5.3.2

para una fibra de 50 kilómetros, hemos realizado medidas y representaciones adicionales que nos han permitido, por una parte comprobar el correcto funcionamiento del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman, y por otra parte, realizar una mejor caracterización del mismo, además de la concreción de ciertos efectos producidos sobre la señal del sensor, como es la aparición de SPM sobre el propio pulso de bombeo (ver sección 5.4). Como medida adicional realizada se encuentra la medida del pulso que actúa como señal de bombeo Brillouin en las diferentes configuraciones con amplificación Raman de primer orden y en ausencia de amplificación Raman.

Hemos medido los pulsos de bombeo Brillouin a la entrada y a la salida de la fibra sin la utilización de amplificación Raman, así como en las diferentes configuraciones con amplificación Raman de primer orden (co-propagante, contra-propagante y bi-direccional) para comprobar el funcionamiento correcto del montaje para la realización de amplificación distribuida Raman. Para ello, hemos utilizado los mismos niveles de potencia que en los experimentos del BOTDA que comentaremos un poco más adelante. Estos niveles de potencia son próximos a los 300 mW por cada extremo de la fibra, por lo que en las configuraciones contra-propagante y co-propagante éste será el nivel de potencia de bombeo Raman total que introduciremos en la fibra, mientras que en el caso bi-direccional, la potencia total a 1455 nm en la fibra es del orden de los 600 mW. En este último caso, ajustamos la potencia máxima de la onda de bombeo Brillouin (20 mW) utilizada en todas las configuraciones, para ilustrar el peor caso, que es que se produzca agotamiento de bombeo Raman. En la figura 5.15 mostramos el pulso de bombeo Brillouin, en el extremo final de la fibra para cada una de las configuraciones sobre la misma escala de amplitud. Se puede observar que el pulso de 20 ns no sufre un ensanchamiento temporal significativo, sin embargo, si que se produce una cierta distorsión. El pico del pulso está ligeramente deformado en todas las configuraciones debido al agotamiento de bombeo Raman. La ganancia *on-off* en las configuraciones co-propagante, contra-propagante y bi-direccional, respecto de la no utilización de amplificación Raman son 5.5 dB, 7.9 dB y 12.6 dB respectivamente.

En la sección 5.1 hemos mostrado el modelo matemático que describe el funcionamiento del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden. Como indicamos en dicha sección, hemos realizado simulaciones sobre una fibra de 75 kilómetros, para las diferentes configuraciones de amplificación Raman. A continuación mostramos los resultados obtenidos de esas simulaciones para las diferentes configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman de primer orden y en ausencia de amplificación Raman, así como las medidas experimentales proporcionadas por el siste-

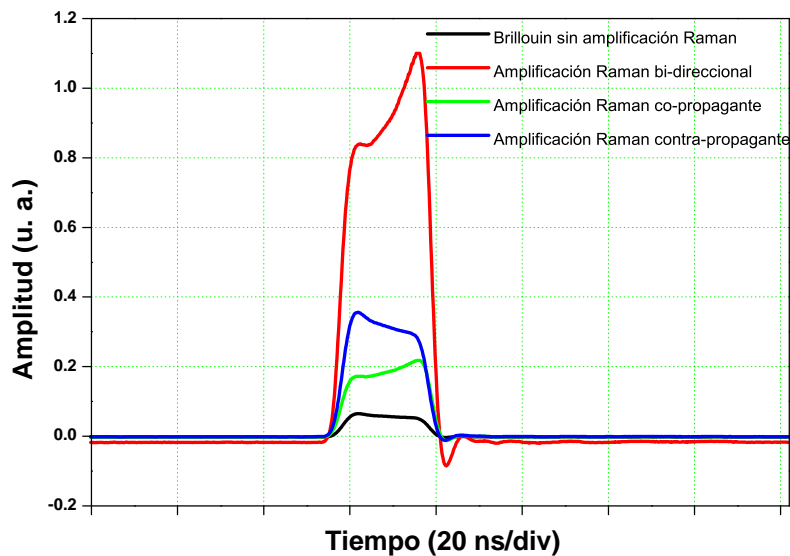


Figura 5.15: Onda de bombeo Brillouin obtenida en el extremo final de la fibra con amplificación Raman de primer orden en todas las configuraciones, con una potencia de bombeo Raman de 300 mW por cada extremo (600 mW en configuración bi-direccional) y sin amplificación Raman. La potencia de bombeo Brillouin la hemos ajustado a 20 mW

ma BOTDA, también en todas las configuraciones con amplificación Raman de primer orden y sin amplificación Raman. Todas estas medidas experimentales han sido adquiridas con una resolución de dos metros (anchura temporal del pulso de bombeo de 20 ns). Las trazas de BOTDA que mostramos en las figuras 5.16 - 5.19 han sido tomadas aproximadamente a la frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin de las tres fibras, esto es, 10.650 GHz. Decimos que esta frecuencia es aproximada ya que el *shift* de frecuencia Brillouin no es el mismo en todos los puntos de la fibra, tal y como mostraremos un poco más adelante. Para la obtención experimental de trazas *limpias* de ruido, hemos realizado la adquisición de un elevado número de ellas, y hemos realizado su promediado. En el caso de considerar un sistema BOTDA convencional, el ruido proviene de diversas fuentes, de forma predominante del *backscatter* Rayleigh producido por la onda de bombeo Brillouin, del SBS producido por la imperfección de la tasa de extinción de los pulsos ópticos utilizados como onda de bombeo (si la tasa de extinción fuera idealmente infinita, no se produciría este fenómeno), así como el ruido introducido en el sistema por los amplificadores de fibra dopada con erbio. En el caso de que el sistema BOTDA además sea asistido con amplificación Raman, el propio láser de bombeo Raman, adicionalmente introduce un ruido relativo de in-

tensidad (RIN) elevado, que se añade a los ruidos del sistema BOTDA convencional y hace que la onda de prueba detectada sea aún más ruidosa. En todos los resultados experimentales que mostramos para la fibra de 75 kilómetros hemos realizado 10000 promediados para eliminar, en la medida de lo posible, este ruido y que los resultados para cada una de ellas sean comparables. Además, de esta forma, es posible apreciar no solo la mejora de contraste en las trazas lograda mediante la amplificación Raman, sino también la disminución de la relación señal-ruido. Por ello hemos realizado las medidas experimentales en las mismas condiciones, para mostrar que aún con el ruido adicional que supone el empleo del láser Raman, podemos mejorar el sistema BOTDA aumentando claramente el contraste de señal en la fibra.

En todas las medidas experimentales que mostramos a continuación, hemos ajustado las potencias de la onda de bombeo Brillouin y de la onda de prueba de forma que no se produzca agotamiento de bombeo, ya que si esto ocurriera, se produciría una distorsión dependiente de la frecuencia sobre la curva de ganancia Brillouin, que daría lugar a un error en la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin, y por ello un error en la determinación del valor de *strain* o de temperatura (ver referencias [94, 95]), pero que maximice el rango dinámico del sensor. Por esta razón es preferible la utilización de potencias de bombeo Brillouin relativamente bajas, y valores de ganancia Brillouin también bajos (del orden del 1 - 2 %). El nivel de amplificación Raman imprescindible es relativamente bajo, solo el necesario para tener condición de transparencia en la fibra, pero en cualquier caso, que no haga superar el nivel de potencia de la onda de bombeo Brillouin que de lugar a un agotamiento de bombeo, que como decimos nos producirá error en la determinación de la medida. El valor óptimo de potencia de bombeo Raman es cercano a los 300 mW en cada extremo de la fibra (600 mW en total en el caso de la configuración bi-direccional). En recepción, la potencia de la onda de prueba tiene que ser suficientemente elevada como para que se pueda medir de forma correcta, pero sin que ello provoque la saturación del detector. A continuación mostramos las medidas experimentales, que han sido obtenidas siguiendo estos criterios que acabamos de mencionar.

Haremos notar que los valores de potencia que mostramos en el modelo matemático que representa el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden, son valores de potencia media, por lo que es necesario multiplicar la potencia de la onda de bombeo Brillouin, que es pulsada, por el valor del ciclo de trabajo del pulso, para hacer la transformación a valores de potencia media.

Cuando el sistema BOTDA lo configuramos sin amplificación Raman, los valores

experimentales óptimos encontrados son de 4.7 mW para la potencia de pico del pulso de bombeo Brillouin y de 5.2 μW para la potencia de la onda de prueba. En la figura 5.16 mostramos los resultados experimentales (traza de color rojo) obtenidos para una separación de frecuencia entre la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba de 10.650 GHz. Además, sobre la traza experimental mostramos la traza simulada con nuestro modelo. Se puede observar que los resultados teóricos hacen un buen ajuste sobre los resultados experimentales. Los pequeños desajustes entre las dos trazas vienen dados por la no uniformidad del parámetro ν_B en todos los puntos de la fibra, es decir, debido a la dependencia de ν_B con la posición z , ya que nuestro modelo supone que la ganancia Brillouin es constante y máxima en todos los puntos de la fibra. En esta configuración, del mismo modo que ocurre en medidas previas que ya hemos mostrado, la ganancia presenta un decaimiento exponencial con la distancia como consecuencia de la atenuación de la fibra. Esto da lugar a que en el extremo final de la fibra (el más alejado del detector) la ganancia sea del orden de 0.02 %, valor de ganancia extremadamente bajo y que genera una alta incertidumbre en la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin.

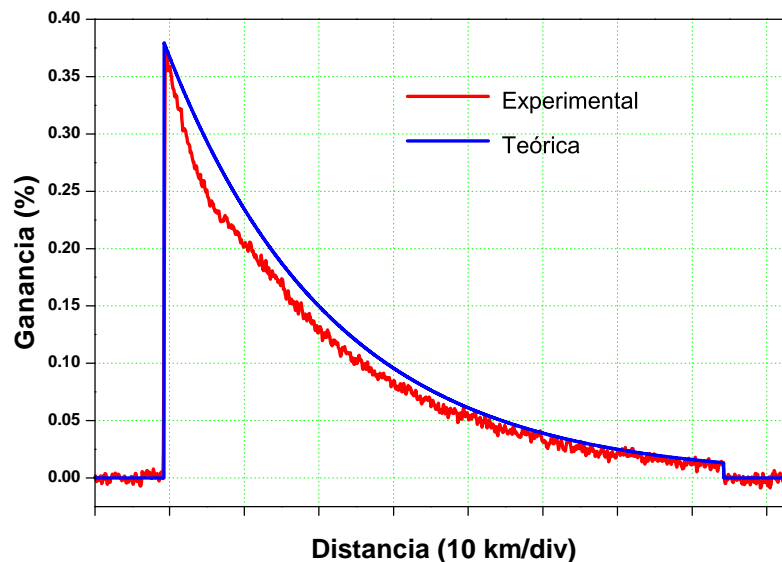


Figura 5.16: Trazas de ganancia Brillouin experimental y teórica obtenida con el sistema BOTDA sin la utilización de amplificación Raman. La potencia de pico del pulso de bombeo Brillouin es de 4.7 mW y la potencia de la onda de prueba es 5.2 μW . La medida se ha realizado en la frecuencia promedio a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin en el conjunto de las tres fibras: 10.650 GHz

En la configuración que utilizamos amplificación Raman de primer orden de forma bi-direccional, la potencia de pico de la onda de bombeo Brillouin es de 3.2 mW, mientras que la potencia de la onda de prueba la hemos ajustado a $0.4 \mu\text{W}$. En esta configuración ha sido necesaria la reducción de potencia de la onda de bombeo Brillouin, así como de la onda de prueba para evitar saturación de la ganancia Brillouin, ya que ésta puede darse de forma más sencilla respecto del caso en el que no utilizamos amplificación Raman porque trabajamos con niveles de potencia más elevados debido a la propia amplificación Raman. Esta medida experimental ha sido realizada utilizando una potencia de bombeo Raman total de 610 mW, habiendo introducido 305 mW por cada extremo de la fibra. Estos valores de potencia son suficientes para tener condición de transparencia de forma aproximada extremo a extremo. En la figura 5.17 mostramos tanto los resultados experimentales como los resultados teóricos obtenidos con el modelo.

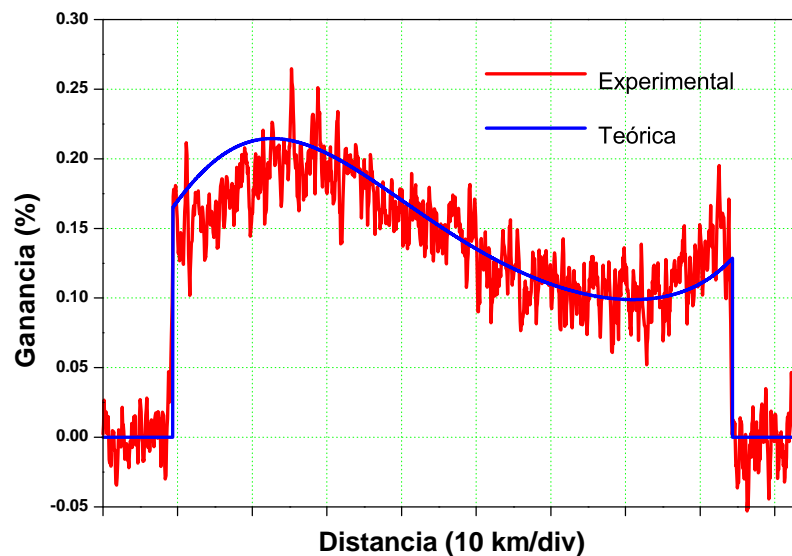


Figura 5.17: Trazas de ganancia Brillouin experimental y teórica obtenida con el sistema BOTDA utilizando amplificación Raman bi-direccional. La potencia de pico del pulso de bombeo Brillouin es de 3.2 mW y la potencia de la onda de prueba es $0.4 \mu\text{W}$. La potencia total de bombeo Raman es de 610 mW, habiendo introducido 305 mW por cada uno de los extremos. La medida se ha realizado en la frecuencia promedio a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin en el conjunto de las tres fibras: 10.650 GHz

Como se puede observar en la anterior representación, la distribución de ganancia es considerablemente plana en la configuración bi-direccional, que es una gran ven-

taja de esta configuración, ya que no se producen grandes variaciones de señal en función del punto de monitorización, aspecto que no ocurre en la configuración en la que no utilizamos amplificación Raman. La ganancia en configuración bi-direccional es aproximadamente de 0.1 %, que es suficiente para realizar medidas de forma correcta, existiendo suficiente contraste de señal en todos los puntos de la fibra. El inconveniente principal que presenta esta configuración es que la misma presenta un ruido mucho más elevado que la configuración previa en la que no utilizamos amplificación Raman. Este ruido, como indicamos en las medidas sobre la fibra de 50 kilómetros, es ruido relativo de intensidad, que se transfiere desde el láser de bombeo Raman (el RIN del láser Raman es de -110 dBc/Hz). El valor del ruido RIN podría ser inferior en el caso de utilizar un láser de bombeo de semiconductor, ya que este tipo de láseres presentan un mejor valor de ruido RIN (generalmente <-125 dBc/Hz).

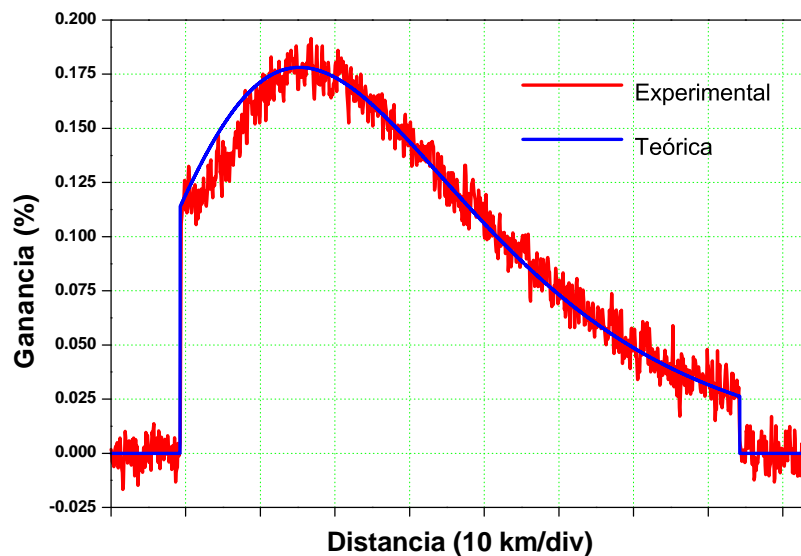


Figura 5.18: Trazas de ganancia Brillouin experimental y teórica obtenida con el sistema BOTDA utilizando amplificación Raman co-propagante. La potencia de pico del pulso de bombeo Brillouin es de 1.9 mW y la potencia de la onda de prueba es $1.7 \mu\text{W}$. La potencia total de bombeo Raman es de 355 mW. La medida se ha realizado en la frecuencia promedio a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin en el conjunto de las tres fibras: 10.650 GHz

Para la configuración en la que introducimos en la fibra bombeo Raman co-propagante a la onda de bombeo Brillouin, los resultados óptimos los hemos obtenido para una potencia de pico del pulso de bombeo Brillouin de 1.9 mW, y una potencia de la onda de prueba de $1.7 \mu\text{W}$, habiendo ajustado la potencia de bombeo Raman a 355 mW. Las

trazas de ganancia experimental y teórica las mostramos en la figura 5.18. Nuevamente destacamos que la potencia de bombeo Brillouin la hemos reducido considerablemente para evitar saturación de la ganancia. En este caso, el ruido es menor que la configuración bi-direccional, pero en el extremo de fibra más alejado del detector, el valor de ganancia es solo un poco más elevado que en el caso de no utilizar amplificación Raman. Esto es una desventaja importante de esta configuración, aunque como veremos más adelante, la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin es mejor que en el caso de no utilizar amplificación Raman (ver figura 5.20).

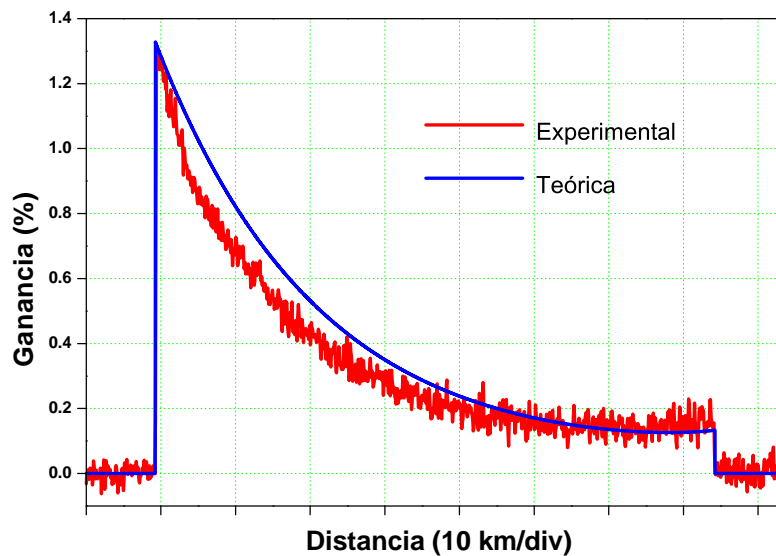


Figura 5.19: Trazas de ganancia Brillouin experimental y teórica obtenida con el sistema BOTDA utilizando amplificación Raman contra-propagante. La potencia de pico del pulso de bombeo Brillouin es de 18.8 mW y la potencia de la onda de prueba es 0.25 μ W. La potencia total de bombeo Raman es de 302 mW. La medida se ha realizado en la frecuencia promedio a la que se produce el máximo de ganancia Brillouin en el conjunto de las tres fibras: 10.650 GHz

Para la configuración contra-propagante, los ajustes óptimos de potencias son: para la potencia de pico de la onda de bombeo Brillouin 18.8 mW, para la onda de prueba 0.25 μ W, y como potencia de bombeo Raman contra-propagante 302 mW. Las trazas de ganancia experimental y teórica las mostramos en la figura 5.19. En este caso, puesto que no utilizamos bombeo Raman co-propagante, es posible aumentar la potencia de bombeo Brillouin sin producir saturación de ganancia Brillouin, mientras que como utilizamos bombeo Raman co-propagante a la onda de prueba es necesario reducir la potencia de dicha onda de prueba. Esto da lugar a que el valor de ganancia en el

extremo de fibra más próximo al detector sea el más elevado, incluso respecto de la no utilización de amplificación Raman, mientras que la ganancia en el extremo final de la fibra (el más alejado del detector) tiene un valor levemente superior al 0.1 %, que aún es suficiente para medir. Sin embargo, hay un evidente aumento de ruido, pero existe una mejora en la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin respecto a la no utilización de amplificación Raman.

Como se puede observar en las trazas de ganancia para cada una de las configuraciones, los resultados experimentales se ajustan bastante bien a la teoría, con lo que se confirma la validez de las suposiciones que hemos tenido en cuenta a la hora de plantear el modelo del sistema y que hacen que el mismo sea lo más simple posible, ya que recordemos que hemos utilizado el modelo más sencillo, el que supone que el término que no tiene solución analítica en la ecuación 5.11 es de valor cero.

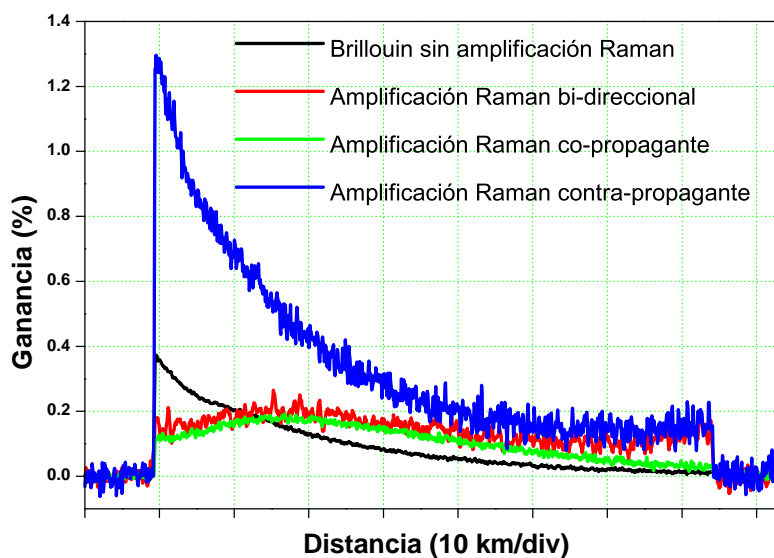


Figura 5.20: Comparación de las trazas de ganancia Brillouin óptimas en todas las configuraciones anteriores, y con las condiciones de medida ya mencionadas. Podemos observar que la ganancia de contraste más alta se obtiene en la configuración contra-propagante, que tiene mejora en el contraste respecto a la curva de ganancia Brillouin sin amplificación Raman, a lo largo de toda la distancia de monitorización y respecto al resto de configuraciones

En la figura 5.20 comparamos todos los resultados experimentales obtenidos para la fibra de longitud 75 kilómetros en todas las configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman de primer orden, así como en el caso de no utilizar amplificación

Raman. Como se puede observar, la configuración contra-propagante es la que permite trabajar con niveles de ganancia Brillouin más elevados.

En la figura 5.21 mostramos el incremento de contraste, respecto de la curva de ganancia Brillouin sin utilizar amplificación Raman. Como hemos indicado anteriormente, el mayor incremento de contraste se produce para la configuración contra-propagante. De todas formas, en promedio, el contraste de la traza se mejora en todas las configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman de primer orden respecto a la configuración en la que no utilizamos amplificación Raman. La pérdida de contraste en el extremo inicial de la fibra (el más próximo al detector) que se produce para las configuraciones co-propagante y bi-direccional es debido a la necesaria reducción de potencia en la onda de bombeo Brillouin que hemos realizado para evitar el propio agotamiento de bombeo Brillouin. También se observa que el incremento de contraste en la configuración co-propagante satura hacia el extremo final de la fibra (el extremo más alejado del detector), mientras que aumenta en el otro extremo de la misma.

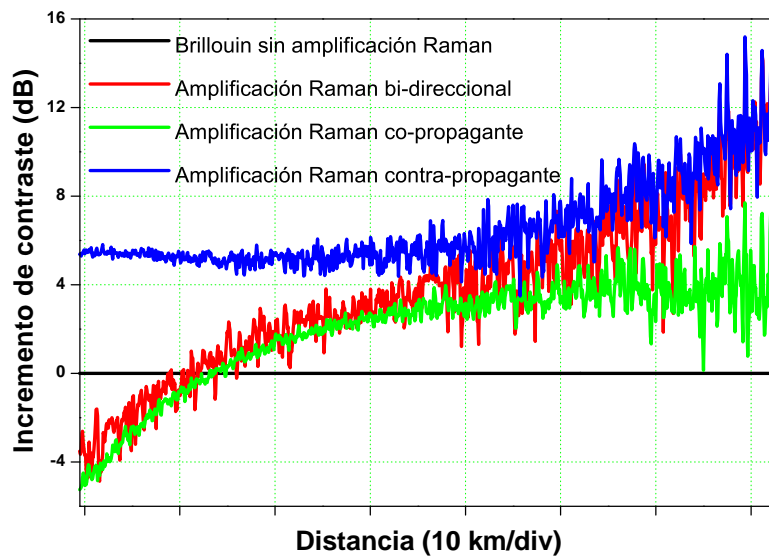


Figura 5.21: Incremento de contraste, respecto de la curva de ganancia Brillouin sin amplificar mediante Raman, obtenido en cada una de las configuraciones descritas en la figura 5.20

Es importante apreciar la mejora que se obtiene en la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin con la utilización de amplificación Raman de primer orden en las diferentes configuraciones, que exactamente es lo que estamos buscando. En la figura 5.22 mostramos precisamente el *shift* de frecuencia Brillouin para el que se produce

ganancia máxima en cada punto de monitorización. En realidad las trazas que acabamos de mostrar, pertenecientes a cada una de las configuraciones, son las trazas a la frecuencia 10.650 GHz, que como ya hemos indicado, es el *shift* de frecuencia Brillouin aproximado para las tres fibras, formando estas medidas experimentales de unas medidas más amplias (para cada una de las configuraciones) en las que hemos adquirido multitud de frecuencias. En concreto, se ha realizado un barrido en frecuencia desde 10.570 GHz hasta 10.770 GHz, en pasos de 0.5 MHz, y como ya indicamos antes, cada una de las frecuencias ha sido promediada diez mil veces para eliminar ruido de las mismas. Es decir, que se han adquirido 400 valores de frecuencia diferentes, centrados aproximadamente al valor ν_B de la fibra. Con la realización de este barrido en frecuencias, para cada una de las configuraciones, hemos determinado la frecuencia a la que se produce máxima ganancia Brillouin en cada punto de monitorización, mediante el ajuste para cada punto de monitorización z de los valores de ganancia Brillouin a una curva gaussiana. Las variaciones que se producen en el *shift* de frecuencia Brillouin en las fibras son debidas probablemente a la variación longitudinal de los parámetros de fabricación de las mismas, como puede ser el dopado de GeO.

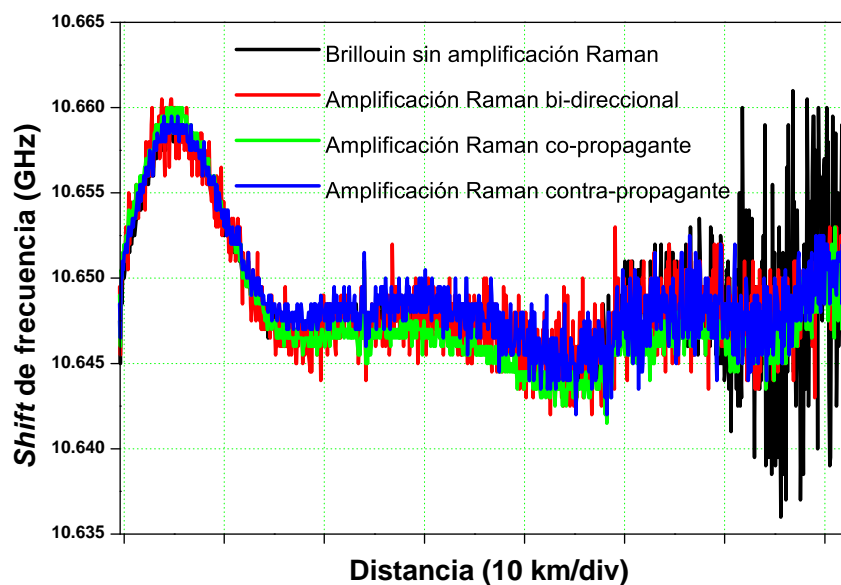


Figura 5.22: *Shift* en la frecuencia Brillouin en las mismas condiciones que los montajes experimentales presentados anteriormente para todas las configuraciones. Estos resultados experimentales se han obtenido realizando un ajuste a una gaussiana sobre el barrido de frecuencia de la onda de prueba, seleccionando la frecuencia del máximo de la curva gaussiana ajustada

En la figura 5.22 se puede apreciar que la diferencia en la determinación de ν_B aumenta hacia el extremo final de la fibra. Se trata de la misma tendencia si evaluamos la desviación entre las medidas realizadas en todas las configuraciones, incluyendo la configuración en la que no utilizamos amplificación Raman, y el valor medio del parámetro ν_B . Esta representación es la que mostramos en la figura 5.23, donde representamos el valor absoluto de la diferencia entre el valor del *shift* de frecuencia Brillouin medido para cada configuración y el valor del *shift* de frecuencia Brillouin promedio para las tres configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman de primer orden, de acuerdo con la ecuación 5.15.

$$\nu_{avg} = \frac{\nu_{contra} + \nu_{co} + \nu_{bi}}{3} \quad (5.15)$$

donde ν_{contra} , ν_{co} y ν_{bi} son los *shift* de frecuencia medidos experimentalmente con las configuraciones contra-propagante, co-propagante y bi-direccional, respectivamente.

Para el cálculo del valor promedio del *shift* de frecuencia no hemos incluido el valor del *shift* de frecuencia Brillouin obtenido en el caso de no utilizar amplificación Raman, ya que como se puede apreciar en la figura 5.22, los valores en el extremo final de la fibra presentan una alta desviación respecto del valor medio, lo que falsearía la bondad de las configuraciones en las que sí que utilizamos amplificación Raman. Como se puede observar en la figura 5.23, el valor de la desviación de frecuencia respecto del valor promedio llega a ser de ± 15 MHz en el extremo final de la fibra para el caso en el que no asistimos al BOTDA con amplificación Raman, mientras que en los casos que utilizamos amplificación Raman, la desviación de frecuencia no supera los ± 4 MHz. En el caso de la configuración en la que utilizamos amplificación Raman contra-propagante, la desviación en la medida del *shift* de frecuencia Brillouin está por debajo de ± 3 MHz. Esto significa que la utilización de amplificación Raman es muy útil para la reducción de la incertidumbre de medida, especialmente en el caso de la configuración contra-propagante, ya que éste es el que menor incertidumbre de medida presenta.

Como indicábamos, los valores del *shift* de frecuencia Brillouin que representamos en la figura 5.22 los hemos obtenido tras realizar un ajuste a una curva gaussiana, para cada punto de monitorización, de los valores de ganancia que se producen para todas las frecuencias sintonizadas en el barrido, habiendo seleccionado la frecuencia a la que se produce el máximo de ganancia de la curva de ajuste obtenida. Hemos utilizado un ajuste gaussiano debido a que el pulso es suficientemente corto para dar lugar a un ensanchamiento efectivo de la ganancia al realizar la convolución del espectro del

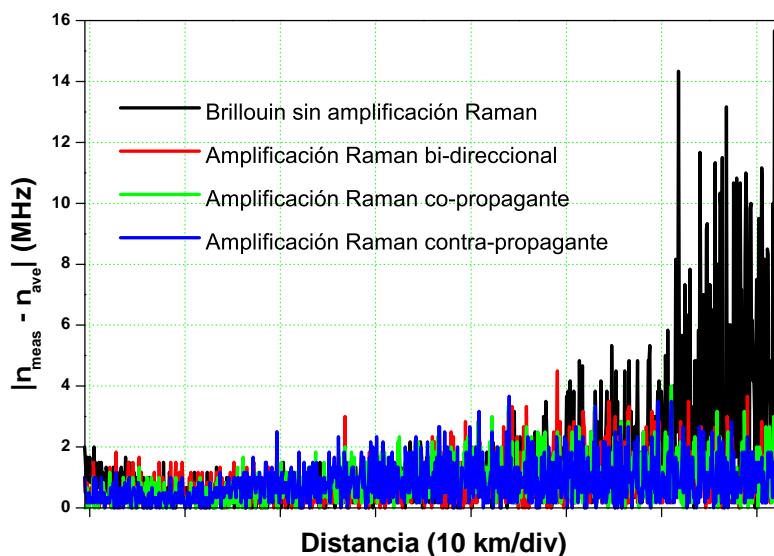


Figura 5.23: Valor absoluto de la diferencia de frecuencia entre el *shift* de frecuencia Brillouin promedio en todas las configuraciones con amplificación Raman ν_{ave} y el *shift* de frecuencia Brillouin de las trazas mostradas en la figura 5.22 ν_{meas}

mismo con el espectro de la fuente óptica. Este aspecto se manifiesta en el valor de la anchura de la curva de ganancia Brillouin medida experimentalmente (anchura de la curva gaussiana de ajuste) respecto del ancho de línea natural de la curva de ganancia Brillouin, que es del orden de los 35 MHz [16]. La anchura en nuestra representación corresponde a la anchura total a media altura (FWHM) de la curva gaussiana de ajuste.

También es interesante observar la evolución de la anchura del espectro de ganancia Brillouin con la distancia debido a que la anchura de la curva de ganancia Brillouin está relacionada con la precisión con la que se determina la temperatura o el *strain*. En la figura 5.24 mostramos la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin con el procedimiento de ajuste que hemos mencionado un poco más arriba. En ella se puede observar la existencia de una componente de anchura, que en el extremo inicial de la fibra es mínima, de 65 MHz, despreciando los resultados de anchura de ganancia en los puntos de monitorización que estén más alejados de 50 kilómetros, ya que existe una alta incertidumbre en la estimación del *shift* de frecuencia Brillouin. La anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin puede explicarse a través de la convolución entre dos señales: el pulso de bombeo y la propia curva de ganancia Brillouin para un pulso de bombeo cuasi-continuo. La anchura espectral del pulso de bombeo podemos suponerla limitada, siendo este valor de anchura espectral para un pulso de anchura temporal

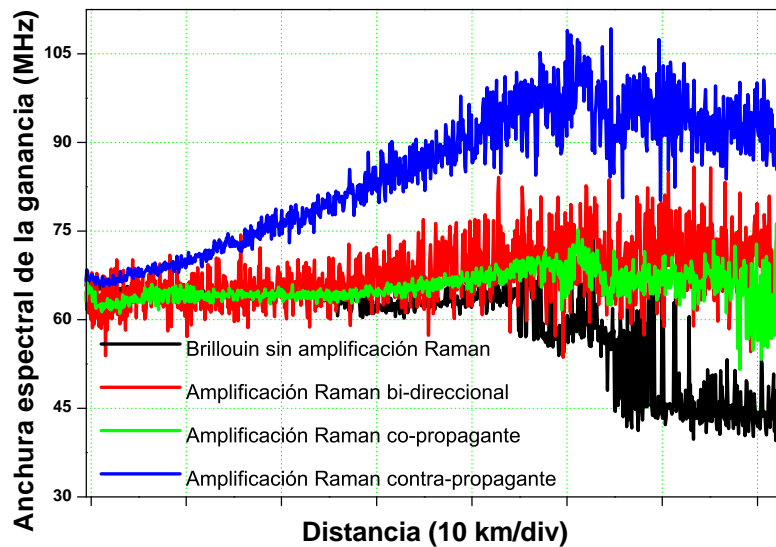


Figura 5.24: Anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin en las tres configuraciones de sensor BOTDA con amplificación Raman y la configuración del sensor BOTDA sin amplificación Raman. Este resultado experimental ha sido obtenido mediante el ajuste a una gaussiana sobre el barrido de frecuencia de la onda de prueba para cada valor de distancia

20 ns, de entre 25 y 30 MHz. Por otra parte, la curva de ganancia Brillouin presenta, en condiciones de bombeo continuo, una anchura de aproximadamente 35 MHz. Esto implica que la anchura de la curva de ganancia Brillouin en el caso de utilizar pulsos de 20 ns esté comprendida entre 60 y 65 MHz, que coincide con el ancho de línea de la curva de ganancia Brillouin medida experimentalmente. En las configuraciones bi-direccional y co-propagante la anchura de la curva de ganancia Brillouin se mantiene a lo largo de toda la fibra, mientras que en la configuración contra-propagante existe un crecimiento monótono de la misma según nos acercamos al extremo final de la fibra, produciéndose una saturación de valor aproximadamente 100 MHz a partir del kilómetro cincuenta. Esto es debido a que en la configuración contra-propagante maximizamos la potencia de bombeo Brillouin, y trabajamos con valores de ganancia Brillouin más elevados. El valor elevado de potencia de bombeo da lugar a un ensanchamiento espectral de la propia señal de bombeo debido a auto-modulación de fase (SPM), que justamente se manifiesta como un crecimiento de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin.

Debido a la importancia que presenta la SPM sobre la anchura de la curva de ganancia Brillouin y por ello también sobre la resolución de medida del sensor BOTDA

de la correspondiente magnitud física, ya sea *strain*, temperatura u otras magnitudes físicas que dependan de éstas, hemos considerado imprescindible estudiar la influencia que tiene la onda de bombeo Brillouin sobre la propia curva de ganancia Brillouin (ver sección 5.4). No obstante, hemos optado por incluir en este punto los resultados experimentales de la SPM en el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden sobre una longitud de monitorización de 75 kilómetros para seguir la secuencia lógica de este experimento.

Como hemos relatado en el capítulo 2 el efecto SPM da lugar a un cambio de fase y frecuencia producido por un pulso óptico con alta intensidad conforme el mismo se propaga por la fibra óptica. La dependencia del índice de refracción con la intensidad da lugar a que se produzca una modulación de fase sobre el propio pulso dependiendo del perfil del mismo. El cambio de fase producido en el pulso se puede entender como un *chirp* en frecuencia, que genera un ensanchamiento espectral. Es posible cuantificar el ensanchamiento espectral a través de la ecuación NLSE [1]. Suponiendo despreciable la dispersión y las pérdidas en la fibra, y suponiendo la utilización de pulsos gaussianos en el extremo de entrada de la fibra $|A(t)|^2 = P_0 \exp(-2t^2/\tau^2)$, el cambio en la frecuencia instantánea debido a SPM es:

$$\Delta\omega(t) = -\gamma L_{eff} \frac{\partial}{\partial t} |A|^2 = 4\gamma P_0 L_{eff} \frac{t}{\tau^2} \exp\left(-2\frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad (5.16)$$

donde γ es el coeficiente no lineal de la fibra, P_0 es la potencia de bombeo, L_{eff} es la longitud efectiva de fibra, $A(t)$ es la forma del pulso gaussiano y, finalmente τ es la anchura del pulso.

Utilizando la ecuación 5.16 podemos estimar un límite inferior en el *chirp* de frecuencia para el pulso de bombeo Brillouin en la configuración contra-propagante. Utilizando los valores de potencia de bombeo P_0 de 18 mW, $\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, y L_{eff} de 22 km, el ensanchamiento espectral calculado es de aproximadamente ± 20 MHz en el máximo. Este ensanchamiento espectral, de un valor total de 40 MHz, se encuentra más o menos correlado con el crecimiento de la anchura espectral que se puede observar en la figura 5.24, para la configuración contra-propagante.

En el resto de configuraciones la potencia de bombeo es menor, por lo que el ensanchamiento por SPM se mantiene por debajo de ± 3 MHz en el peor caso.

Se puede ver de forma más directa el resultado que tiene la SPM en el espectro de ganancia Brillouin mediante la observación de la frecuencia de barrido para una posición dada cerca del extremo inicial de la fibra, y en un punto suficientemente alejado de este extremo inicial de la fibra. En nuestro caso, hemos medido el espectro de

ganancia Brillouin a 60 kilómetros para todas las configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman de primer orden, del mismo modo que en el extremo inicial de la fibra. Mostramos estos resultados experimentales en la figura 5.25(a) para el extremo inicial de fibra, y en la figura 5.25(b) para el extremo final de fibra.

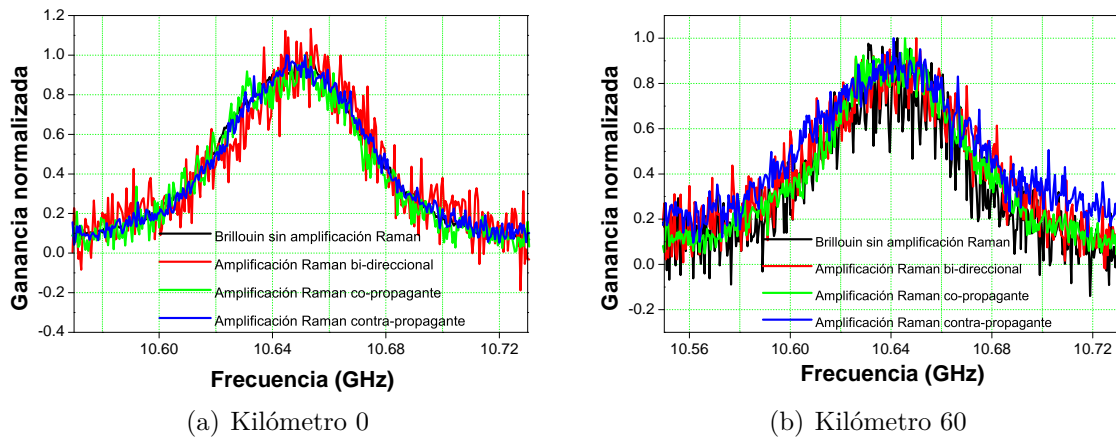


Figura 5.25: Espectro de ganancia Brillouin normalizado medido en el extremo inicial de la fibra en todas las configuraciones (a) y después de 60 kilómetros (b). El incremento de anchura de la curva espectral de ganancia que se observa en el caso contra-propagante es debido al ensanchamiento por auto-modulación de fase

Para mejorar la visualización de estas trazas hemos realizado cuatro mil promedios. Se puede observar que en el extremo inicial de la fibra el espectro para las configuraciones en que asistimos con amplificación Raman ajusta bien al caso en el que no asistimos con amplificación Raman. Sin embargo, en el espectro adquirido en el kilómetro sesenta, se observa que la configuración contra-propagante (de color azul) presenta una mayor anchura que el resto de configuraciones, y respecto al BOTDA sin amplificación Raman. Debido a que existe contraste, este hecho no induce demasiado error en la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin, pero es necesario tenerlo en cuenta en el caso de que se utilicen distancia de monitorización más elevadas, ya que la generación de SPM en la fibra tiene una alta influencia sobre la curva de ganancia Brillouin (ver sección 5.4).

Por último, sobre los mismos 75 kilómetros, hemos hecho una medida consistente en el calentamiento del extremo final de la fibra para comprobar la correcta detección del cambio en el *shift* de frecuencia Brillouin. El experimento en cuestión consiste en sumergir dos metros de fibra con la que estamos realizando la monitorización, que se encuentran un poco antes del extremo final (kilómetro 74.820), en un baño de agua en el cual podemos controlar la temperatura. La fibra la calentamos, mediante el baño

de agua, a 50 °C, presentando el baño de agua una histéresis en la temperatura de 5°C. Estos dos metros, que es la resolución que tiene nuestro sensor, va a actuar como punto caliente respecto de la temperatura del laboratorio, que se encuentra entorno a 20 °C. Las medidas las hemos realizado en las condiciones que hemos indicado más arriba para cada una de las configuraciones, excepto el número de promediados, que lo hemos elevado aún más hasta el valor de 16000. En la figura 5.26 mostramos el caso de la configuración contra-propagante.

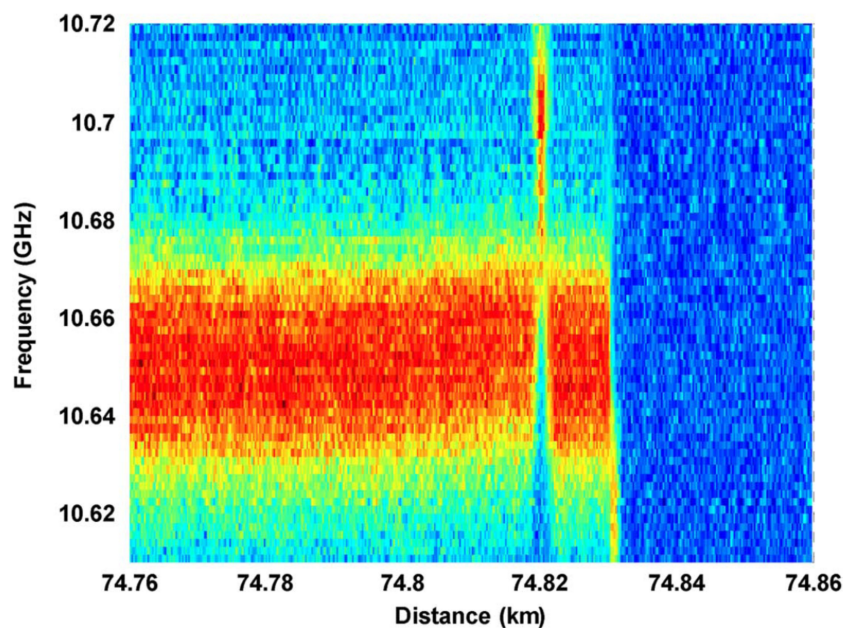


Figura 5.26: Trazas obtenidas en las proximidades del punto caliente (kilómetro 74.820) para un barrido en frecuencia entre 10.610 GHz y 10.720 GHz. Las condiciones de medida son las que mostramos en el título de la figura 5.19

En la figura 5.27 mostramos el *shift* de frecuencia Brillouin en función de la posición en las proximidades del punto caliente para todas las configuraciones en las que utilizamos amplificación Raman. Podemos observar en dicha figura que todas las configuraciones determinan de forma correcta la localización del punto caliente y hacen una buena estimación del cambio en el *shift* de frecuencia Brillouin en dicho punto. Todas las configuraciones detectan un cambio en el *shift* de frecuencia Brillouin de 40 MHz. Considerando un coeficiente de sensibilidad del sensor BOTDA (cambio del *shift* de frecuencia Brillouin con la temperatura) de 1.3 MHz/°C [16], el BOTDA está detectando un cambio en la temperatura de aproximadamente 30 °C, que es el valor que esperábamos encontrar. Fuera del punto caliente, las configuraciones contra-propagante y co-propagante presentan valores muy próximos del *shift* de frecuencia

Brillouin, mientras que en el punto caliente hay una diferencia del *shift* de frecuencia Brillouin en ambas configuraciones de 7 MHz (algo más de 5 °C), que posiblemente sean debidos a la propia histéresis que presenta el control de temperatura del baño de agua. Por último, indicar que la configuración bi-direccional muestra un ruido mucho más elevado en toda la traza, que es causado, como ya hemos indicado más arriba por la transferencia de RIN de la ondas de bombeo Raman, a la onda de prueba.

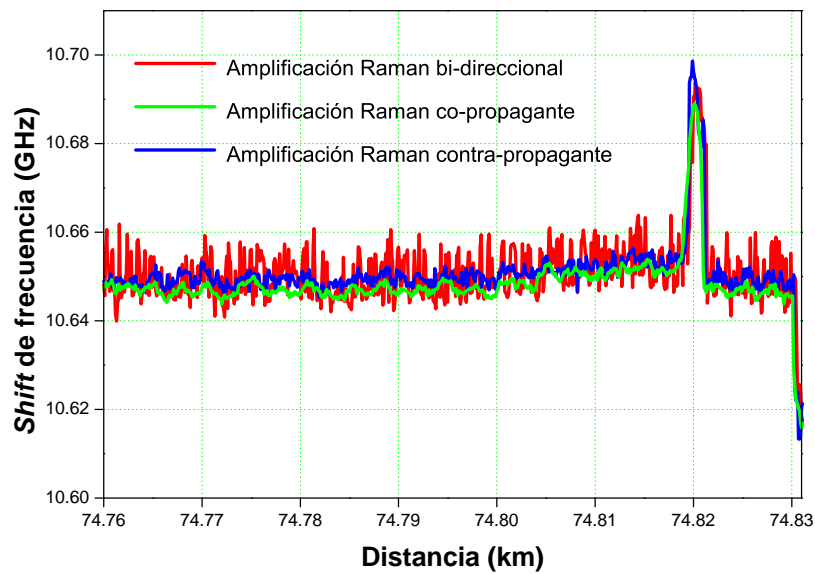


Figura 5.27: Determinación del *shift* de frecuencia Brillouin en las proximidades del punto caliente (kilómetro 74.820). Las condiciones de medida son las que mostramos en más arriba para cada de las configuraciones, excepto el número de promediados, que los hemos incrementado a 16000

5.4. Ensanchamiento de la ganancia Brillouin por SPM

Uno de los objetivos que se busca de forma general en los sistemas BOTDA es una alta resolución espacial de medida, además de una gran distancia de monitorización. La búsqueda de altas resoluciones longitudinales, como ya hemos comentado en experimentos precedentes, obliga a la utilización de pulsos de bombeo Brillouin temporalmente estrechos. Cuando la duración de los pulsos es inferior a 30-40 ns (resoluciones de 3-4 metros) la anchura espectral de los pulsos de bombeo Brillouin es comparable e incluso superior, a la anchura espectral de la propia curva de ganancia Brillouin que

se obtiene en condiciones de bombeo continuo o cuasi-continuo, lo que da lugar a un ensanchamiento del espectro de ganancia Brillouin efectivo, ya que éste último es el resultado de convolucionar el espectro del pulso de bombeo y el espectro natural de ganancia Brillouin. El ensanchamiento espectral de la curva de ganancia Brillouin lleva consigo un aumento de la incertidumbre de medida.

La utilización de pulsos temporalmente cortos con una cierta intensidad unido a la utilización de fibras de gran longitud produce un ensanchamiento espectral del pulso de bombeo Brillouin con la distancia debido al fenómeno SPM. El ensanchamiento espectral de la curva de ganancia Brillouin debido a SPM se observó por primera vez a finales de la década de los noventa, en un sistema BOTDR [53, 104, 105] debido a la utilización de pulsos de bombeo de alta intensidad sobre fibras de gran longitud. El efecto de la SPM se traduce en la producción de un *chirp* de frecuencia sobre las transiciones de intensidad del pulso de bombeo, tanto en la transición de subida como en la de bajada. Este fenómeno se vuelve muy importante en el caso de que se utilicen fibras largas, ya que el valor del ensanchamiento en frecuencia depende de la longitud de la fibra. El ensanchamiento espectral de la curva de ganancia Brillouin da lugar a una reducción del valor de ganancia máxima, y por ello, como indicábamos, un aumento de la incertidumbre en la determinación del valor de ν_B en cada punto de la fibra, manteniendo el valor de la resolución espacial.

Hasta la fecha no se había estudiado la influencia que tiene la forma del pulso de bombeo Brillouin sobre la SPM generada. Nosotros hemos considerado importante este efecto dado que las condiciones experimentales necesarias para conseguir rangos de medida largos con resoluciones longitudinales menores de tres metros exigen la utilización de pulsos ópticos de bombeo de corta duración y con alta intensidad. A continuación mostramos las ecuaciones que modelan el ensanchamiento del pulso de bombeo Brillouin por SPM. También presentamos los resultados simulados que relacionan el ensanchamiento por SPM de la curva de ganancia Brillouin con la forma del pulso empleada, así como la dependencia de la SPM con la duración del pulso, la potencia del mismo y la longitud de fibra [67, 106, 107].

5.4.1. Ecuaciones que modelan el ensanchamiento del pulso de bombeo por SPM

Tal y como hemos descrito en el capítulo 2, la auto-modulación de fase es un efecto no lineal que se produce en la fibra óptica en presencia de campos de intensidad suficiente, y que aparece como consecuencia del efecto Kerr, que se entiende como la

dependencia del índice de refracción con la intensidad de la señal óptica. Este hecho da lugar a que el pulso se *automodule* en función de su perfil de intensidad, lo que se traduce en una dependencia del índice de refracción de la fibra con el tiempo, produciéndose un desfase no lineal que proporciona variaciones de la frecuencia instantánea a lo largo del pulso. Supongamos que el índice de refracción de la fibra se puede escribir como $n(t) = n_0 + n_2 I(t)$, con los significados descritos en la sección 2.3. Bajo este supuesto, después de que el pulso se propague una distancia z , el mismo acumulará una fase no lineal debida la dependencia del índice de refracción con la intensidad de valor $\phi_{NL} = n_2 (\omega/c_0) z I(t)$ [4], que a su vez generará una variación instantánea de frecuencia que podemos escribir como:

$$\Delta\omega(t) = \frac{d\phi_{NL}(z,t)}{dt} = -n_2 \frac{\omega}{c_0} z \frac{dI(t)}{dt} \quad (5.17)$$

La ecuación 5.17 muestra que la SPM tiene un mayor impacto en señales con transiciones rápidas. Hemos utilizado tres formas de pulso diferentes para analizar teóricamente la dependencia que tiene dicha forma del pulso sobre el espectro de ganancia Brillouin. Hemos utilizado pulsos rectangulares, triangulares y gaussianos. Para ello, nos hemos asegurado de dos aspectos importantes. En primer lugar, la anchura temporal es la misma para los diferentes perfiles de pulso de bombeo, de forma que aseguremos una misma resolución de medida, y en segundo lugar, la energía de los diferentes tipos de pulso es idéntica, de forma que aseguremos el mismo valor de ganancia Brillouin. Estas dos condiciones son necesarias para poder realizar las oportunas comparaciones. Los pulsos rectangulares proporcionan únicamente intervalos de intensidad constante, bien intensidad máxima, o bien intensidad mínima, mientras que los pulsos triangulares y gaussianos presentan perfiles de intensidad que varían en el tiempo. En el caso de perfil de pulso rectangular, debido a que presenta intensidad constante con el tiempo (suponiendo que las transiciones bajo-alto y alto-bajo son instantáneas), $\Delta\omega(t) = 0$, no se debería de producir ningún ensanchamiento espectral de la ganancia por SPM. Sin embargo, para los otros dos perfiles de pulso la situación es totalmente diferente, ya que el valor de intensidad que presenta el pulso cambia para cada instante de tiempo.

Suponiendo que el pulso óptico de entrada a la fibra es gaussiano su campo será $E(0,t) = A \exp(-t^2/\tau^2)$, con lo que la intensidad del mismo la calcularemos como:

$$I(t) = \left| A \exp(-t^2/\tau^2) \right|^2 = I_0 \exp\left(-2\frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad (5.18)$$

donde τ es la anchura temporal para una amplitud $1/e$ respecto del valor máximo,

lo que se corresponde con una anchura temporal a mitad de altura (FWHM) de valor $T = \tau\sqrt{2\ln 2}$. En este caso la variación instantánea de frecuencia del pulso gaussiano debida a SPM será:

$$\Delta\omega(t) = 4n_2 \frac{\omega}{c_0} z I_0 \frac{t}{\tau^2} \exp(-2t^2/\tau^2) = 4\gamma z P_0 \frac{t}{\tau^2} \exp\left(-2\frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad (5.19)$$

donde ω es la frecuencia angular central del pulso óptico, I_0 y P_0 son la intensidad de pico y la potencia de pico del pulso respectivamente, y $\gamma = n_2\omega/c_0 A_{eff}$ es el coeficiente no lineal de la fibra. En el caso de considerar una fibra de gran longitud, z tendrá como valor la longitud efectiva de la fibra, tal y como hemos mostrado en la ecuación 5.16

Operando en la ecuación 5.19 podemos obtener el valor de la expresión de la excursión máxima de la frecuencia instantánea. Para ello hacemos $\Delta\omega(t)/dt = 0$, seleccionando el valor de t que hace $\Delta\omega(t)$ máxima:

$$\frac{\Delta\omega(t)}{dt} = \frac{4\gamma L_{eff} P_0}{\tau^2} \exp(-2t^2/\tau^2) + \frac{4\gamma L_{eff} P_0}{\tau^2} t \left(-\frac{4t}{\tau^2}\right) \exp\left(-2\frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad (5.20)$$

Haciendo $\Delta\omega(t)/dt = 0$ en la ecuación 5.20, nos queda que:

$$\left[\frac{4\gamma L_{eff} P_0}{\tau^2} - \frac{16\gamma L_{eff} P_0 t^2}{\tau^4}\right] \exp\left(-2\frac{t^2}{\tau^2}\right) = 0 \quad (5.21)$$

Resolviendo la ecuación 5.21 obtenemos que:

$$\frac{4\gamma L_{eff} P_0}{\tau^2} = \frac{16\gamma L_{eff} P_0}{\tau^4} t^2 \quad (5.22)$$

que simplificando tendremos:

$$\frac{4t^2}{\tau^2} = 1 \Rightarrow t = \pm\sqrt{\frac{\tau^2}{4}} = \pm\frac{\tau}{2} \quad (5.23)$$

Sustituyendo el valor de t que hace que $\Delta\omega(t)$ sea máximo, esto es, $t = +\tau/2$, obtendremos el valor de la excursión máxima:

$$\Delta\omega_{max} = \Delta\omega(t)|_{t=\tau/2} = \frac{2\gamma L_{eff} P_0}{\tau} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) = \frac{2\gamma L_{eff} P_0}{\tau\sqrt{e}} \quad (5.24)$$

Teniendo en cuenta que $T = \tau\sqrt{2\ln 2}$, podemos calcular el valor de la excursión máxima de frecuencia en función de T , quedando dicha excursión como:

$$\Delta\omega_{max} = \frac{2\gamma L_{eff} P_0}{\tau\sqrt{e}} \Big|_{\tau=T/\sqrt{2\ln 2}} = \frac{2\gamma L_{eff} P_0 \sqrt{2\ln 2}}{\sqrt{e} T} = \frac{1.43\gamma L_{eff} P_0}{T} \quad (5.25)$$

En la ecuación 5.25 se puede observar que el ensanchamiento máximo de frecuencia depende directamente del coeficiente no lineal de la fibra, de la longitud efectiva de la misma, así como de la potencia del propio pulso empleado como señal de bombeo, mientras que existe una dependencia inversa con la anchura temporal del pulso de bombeo.

El valor de τ , que produce la excursión máxima de frecuencia, respecto del centro del pulso:

$$\tau_{max}^{-1} = \frac{4\sqrt{2\ln 2}}{T} \Rightarrow \tau_{max} = \frac{T}{\sqrt{8\ln 2}} \quad (5.26)$$

Para valores típicos en los sistemas BOTDA ($\gamma = 1 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, $P_0 = 100 \text{ mW}$, $L_{eff} = 20 \text{ km}$ y $T = 10 \text{ ns}$), el ensanchamiento en frecuencia es de $2\pi \cdot 28.6 \text{ MHz}$, que es un valor similar a la propia anchura espectral de la ganancia Brillouin.

En la figura 5.28(a) mostramos un pulso gaussiano con anchura total a media altura de 30 ns, mientras que en la figura 5.28(b) mostramos la variación de frecuencia instantánea del pulso gaussiano. Para el pulso considerado la variación lineal de frecuencia (*chirp*) que impone la parte central del propio pulso es del orden de $\pm 10 \text{ MHz}$, para una potencia de pulso de $P_0 = 8 \text{ mW}$, $T = 30 \text{ ns}$ y $L_{eff} = 22 \text{ kilómetros}$.

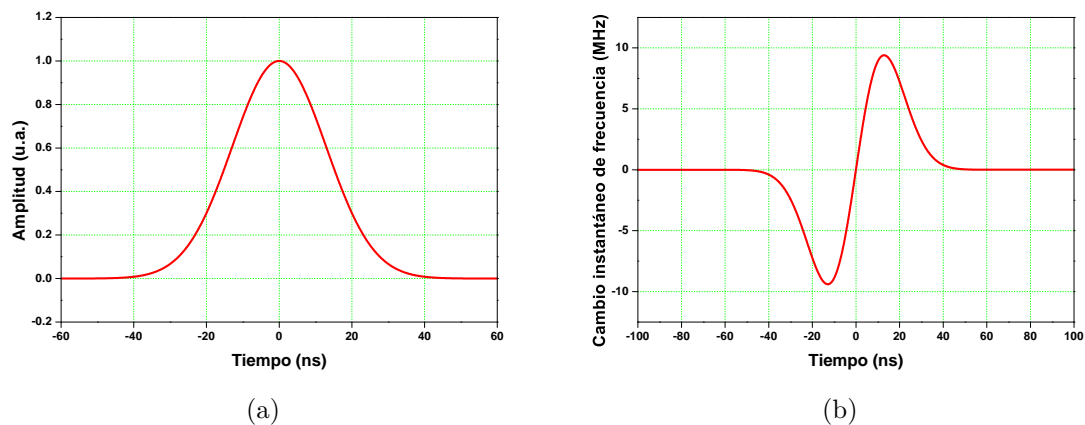


Figura 5.28: (a) Perfil de intensidad para un pulso gaussiano de anchura temporal (FWHM) 30 ns. (b) Variación instantánea de frecuencia debida a SPM para una potencia de pico del pulso gaussiano de 8 mW, sobre una longitud efectiva de 22 kilómetros de fibra SSMF

Para obtener el espectro real de frecuencia del pulso gaussiano tras recorrer una cierta distancia de fibra, en la que se está produciendo SPM, tendremos que realizar la transformada de Fourier del pulso de salida, que estará formado por dos términos: uno relacionado con la propia amplitud del pulso gaussiano en ausencia de SPM, mientras que el segundo término aparecerá como consecuencia de la propia SPM. En estas condiciones, el espectro del pulso a la salida de la fibra será:

$$TF \left\{ \underbrace{A \exp\left(-t^2/\tau^2\right)}_{\text{Término de amplitud gaussiana}} \underbrace{\exp\left[j\gamma L_{eff} P_0 \exp\left(-t^2/\tau^2\right)\right]}_{\text{Término de SPM}} \right\} \quad \text{pulsos}_{SPM}(\nu) = \quad (5.27)$$

donde, por conveniencia, el origen de tiempos lo hemos situado en el centro del pulso. La anchura espectral real de la curva de ganancia Brillouin vendrá dada por la convolución entre el espectro de la onda de bombeo con SPM, $\text{pulsos}_{SPM}(\nu)$, y la curva natural de ganancia Brillouin en ausencia de SPM.

En este desarrollo hemos considerado despreciables los efectos de dispersión cromática, debido a que en los sistemas BOTDA los pulsos empleados son comparativamente de larga duración (decenas de nanosegundos). Tal y como se describe en [1], en el caso en que $L_D/L_{NL} \gg 1$ se pueden considerar despreciables los efectos relativos a la dispersión cromática, donde $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ es la longitud de dispersión, siendo T_0 la anchura temporal del pulso, y $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ es la longitud no lineal, midiendo ambas la longitud total de fibra necesaria para que los efectos dispersivos, la primera, y los efectos por SPM, la segunda tengan un efecto no despreciable, siendo en este caso concreto despreciables los efectos por dispersión. Para que los efectos de dispersión cromática no fueran despreciables los pulsos ópticos deberían de ser mucho más cortos.

En la figura 5.29(a) mostramos la representación temporal de tres pulsos con diferentes perfiles de intensidad: rectangular, triangular y gaussiano, teniendo todos ellos la misma anchura temporal (30 ns) y la misma energía, mientras que en la figura 5.29(b) mostramos la anchura espectral de los tres tipos de pulsos en función de la distancia. Se puede observar que los pulsos rectangulares no sufren de forma alguna ensanchamiento por SPM, tal y como habíamos estimado.

Como resultado de la SPM, los pulsos con perfil triangular sufren un ensanchamiento espectral al cabo de 50 kilómetros de 35 MHz, mientras que los pulsos con perfil gaussiano sufren un ensanchamiento mayor, de aproximadamente 55 MHz. Para

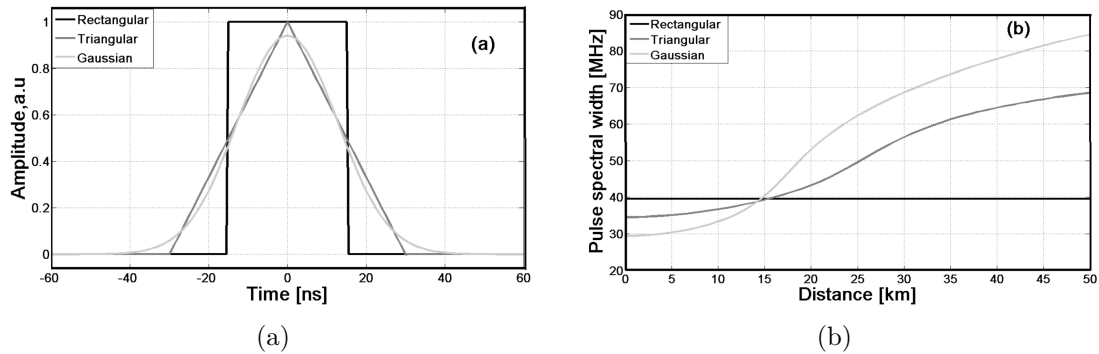


Figura 5.29: (a) Perfil de intensidad de tres pulsos con diferente forma: rectangular, triangular y gaussiano. Los pulsos mostrados tienen la misma anchura temporal (30 ns) y la misma energía. (b) Anchura espectral (FWHM) de los pulsos representados en (a) en función de la distancia de propagación, suponiendo $P_0 = 100$ mW y $\gamma = 1.4$ W⁻¹ km⁻¹

la realización de estas simulaciones hemos supuesto que $P_0 = 100$ mW y $\gamma = 1.4$ W⁻¹ km⁻¹.

5.4.2. Montaje y resultados experimentales

El montaje experimental que hemos utilizado para analizar la influencia de la forma del pulso de bombeo Brillouin, así como de su duración y potencia sobre el ensanchamiento de la curva de ganancia Brillouin debida a SPM es el que mostramos en la figura 5.30.

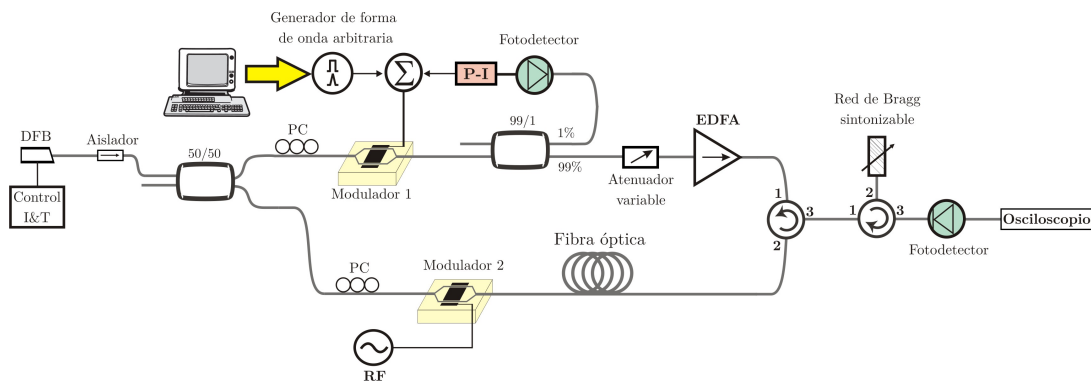


Figura 5.30: Montaje experimental para el análisis de la influencia de la forma, duración y potencia del pulso de bombeo Brillouin sobre la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin

En este montaje utilizamos como fuente de luz un láser de tipo DFB, espectralmente muy estrecho, con longitud de onda de emisión a 1552 nm. Del mismo modo que en los

montajes experimentales anteriores, las ondas de prueba y de bombeo las obtenemos de la misma fuente para mantener constante la separación en frecuencia entre ambas, aún en presencia de inestabilidades de la fuente. La onda de prueba la producimos mediante una modulación en amplitud que generamos mediante un modulador electro-óptico (Modulador 2 en la figura 5.30), inyectando cada una de las dos señales (bombeo y prueba) por uno de los extremos de la fibra óptica de monitorización. La onda de bombeo Brillouin la creamos modulando la onda continua que proporciona el láser DFB (en el Modulador 1 en la figura 5.30), a partir de la señal eléctrica que nos proporciona un generador de señales, que es posible configurar de forma que entregue a su salida pulsos con perfil de intensidad rectangular, y también, con perfil de intensidad gaussiano. Los pulsos generados son de anchura temporal (FWHM) 30 ns, que se corresponde con una resolución de tres metros. Hemos seleccionado esta anchura temporal de los pulsos como valor de compromiso de forma que los efectos de SPM en la fibra sean obvios (si la anchura es mucho mayor, no producimos SPM en la fibra de forma significativa para los niveles de potencia utilizados habitualmente), pero que los mismos no sean excesivamente elevados, y aumenten de forma drástica la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin, algo que hemos observado con pulsos de 20 ns. Realizamos el ajuste de la polarización de las ondas de bombeo y prueba mediante dos controladores de polarización (PC), para conseguir maximizar la interacción Brillouin en la fibra. Para suministrar más energía a la onda de bombeo, la amplificamos mediante un EDFA.

Inspeccionamos el espectro de ganancia Brillouin variando la frecuencia del generador de RF, que a su vez varía la diferencia de frecuencia entre las ondas de bombeo y prueba. Por último, monitorizamos el valor de ganancia Brillouin utilizando un sistema de detección compuesto por un fotodetector con un ancho de banda de 125 MHz y de un osciloscopio, que sincronizamos con el generador de señales. El estudio experimental del efecto que tiene la SPM sobre los sensores BOTDA lo hemos realizado utilizando una fibra de monitorización de tipo SSMF de 25.5 kilómetros (longitud efectiva de aproximadamente 19.3 km). Como ya hemos descrito y mostrado, la naturaleza distribuida que presentan los sensores BOTDA permiten la obtención de la curva de ganancia Brillouin en cada punto de la fibra (dentro de la resolución longitudinal que tengamos configurada), y por ello, también el análisis del impacto que tiene sobre la curva de ganancia Brillouin el efecto de la SPM. Para la realización de estas medidas hemos trabajado con niveles de potencia de la onda de prueba suficientemente bajos (del orden de microwatios) para evitar agotamiento de bombeo. En este experimento, en principio no es posible trabajar con niveles de potencia excesivamente bajos para la

onda de bombeo Brillouin, con el objetivo de no producir agotamiento de bombeo, ya que si bajamos el nivel de potencia de la onda de bombeo Brillouin, también bajamos el efecto que tiene la SPM sobre la curva de ganancia Brillouin, que exactamente es lo que queremos analizar (ver ecuación 5.17).

En la figura 5.31(a) mostramos la anchura de la curva de ganancia Brillouin efectiva a lo largo de la fibra de 25.5 kilómetros, para lo cual hemos utilizado, como hemos indicado más arriba, pulsos de anchura temporal a media altura (FWHM) de 30 ns, con diferentes niveles de potencia de pico, desde 98 mW hasta 276 mW. En dicha figura se puede observar que el ensanchamiento espectral de la curva de ganancia Brillouin debido a SPM es aproximadamente lineal con la distancia. En la misma figura representamos la simulación de la evolución de la anchura espectral efectiva de la curva de ganancia Brillouin (FWHM) con la distancia (líneas discontinuas), pudiéndose apreciar un buen ajuste entre los resultados experimentales y el modelo teórico, en el que hemos utilizado un valor de $\gamma = 0.9 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Este valor de γ es un poco inferior a los valores típicos para fibras SSMF convencionales, que normalmente es de valor $1.1 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, pero la antigüedad de esta fibra, que se fabricó en 1992, y los valores de ganancia Brillouin producidos relativamente bajos, nos incitan a pensar que el área efectiva de la fibra en cuestión es más grande de lo habitual, con lo que la eficiencia para generar efectos no lineales es más reducida.

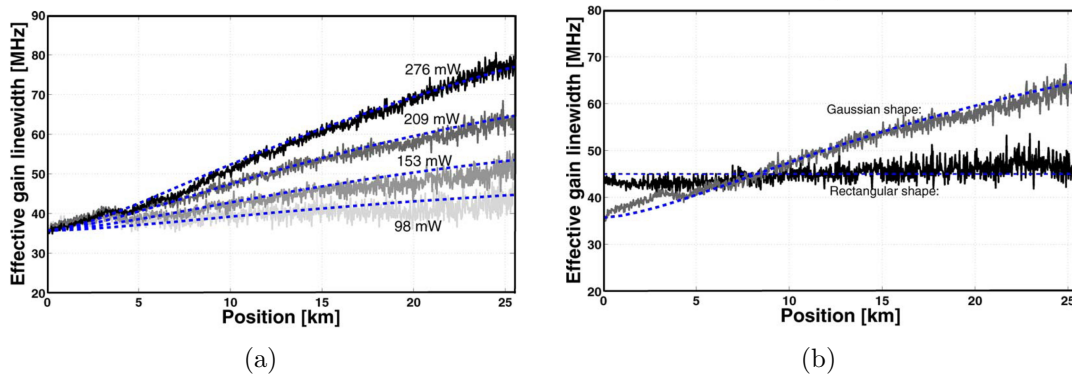


Figura 5.31: (a) Resultados experimentales (líneas continuas) y resultados simulados (líneas discontinuas) del ensanchamiento de la curva de ganancia Brillouin debido a SPM para una fibra SSMF de 25.5 kilómetros, con diferentes niveles de potencia de bombeo y pulso de bombeo gaussiano con anchura temporal a mitad de altura (FWHM) de 30 ns. (b) Influencia sobre la anchura de la curva de ganancia Brillouin para pulsos de 30 ns con perfil gaussiano y con perfil rectangular con el mismo nivel de energía (potencia de pico del pulso rectangular de 222 mW, y potencia de pico del pulso gaussiano de 209 mW)

En la figura 5.31(b) representamos la evolución de la anchura espectral efectiva de la curva de ganancia Brillouin a lo largo de la misma fibra de 25.5 kilómetros, utilizando para ello pulsos de duración temporal FWHM 30 ns, con perfil gaussiano y con perfil rectangular. La energía de los pulsos es idéntica, para lo cual, hemos utilizado una potencia de pico para el pulso rectangular de 222 mW, mientras que para el pulso gaussiano, la potencia de pico es de 209 mW. En la figura se puede apreciar que la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin prácticamente se duplica tras recorrer los pulsos una distancia de 25.5 kilómetros, mientras que en el caso de los pulsos rectangulares, tal y como estima el modelo, prácticamente no sufre ensanchamiento alguno. No obstante, el pequeño ensanchamiento residual que se observa en los últimos kilómetros de la fibra, es probablemente debido a que el perfil de los pulsos de bombeo que empleamos no es completamente rectangular. Este hecho confirma que un bajo nivel de agotamiento de bombeo podría aumentar el ancho espectral de la curva de ganancia Brillouin en el extremo final de la fibra, independientemente del perfil de pulso empleado. La bondad que presenta el pulso gaussiano, en cuanto a una mejor relación anchura temporal-ancho de banda, respecto de los pulsos rectangulares, no es tal a partir de aproximadamente el kilómetro 10 debido a SPM. A partir de este kilómetro, la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin obtenida con el pulso de perfil gaussiano es superior a la obtenida con el pulso de perfil rectangular. Considerando el caso extremo representado en la figura 5.31(a) con una potencia de pico para los pulsos de bombeo de 276 mW, la pérdida de contraste en el extremo final de la fibra de aproximadamente 2 dB, lo que supone una penalización en distancia, en condiciones normales de unos 10 kilómetros (atenuación de 0.2 dB/km).

En la figura 5.32(a) mostramos la dependencia de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin con la potencia de pico de la señal de bombeo para pulsos con perfil gaussiano y de anchura temporal FWHM 30 ns, habiendo realizado estas medidas experimentales en las proximidades del extremo inicial de la fibra (a 100 metros de dicho extremo inicial), y en el extremo final de la fibra (kilómetro 25.5).

Se observa que en el extremo inicial, el aumento de la potencia de pico de la señal de bombeo no supone un aumento de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin, en realidad, no hay efecto de la SPM puesto que desde el extremo inicial, los pulsos solamente han recorrido 100 metros, y no se produce ensanchamiento alguno. Sin embargo, existe una dependencia lineal de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin en el extremo final de la fibra, observándose que conforme aumenta el nivel de potencia de la señal de bombeo, aumenta la anchura espectral de la curva de ganancia.

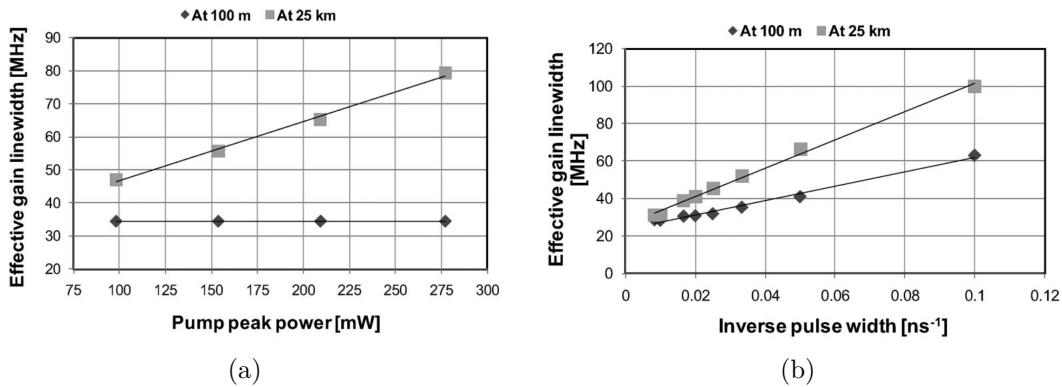


Figura 5.32: Anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin, medida cerca del extremo inicial de la fibra (a 100 m) y en el extremo final de la fibra (kilómetro 25.5) utilizando pulsos gaussianos de anchura temporal a media altura con valor 30 ns. (a) Representación de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin con la potencia de pico de la onda de bombeo, pudiéndose apreciar que en el extremo inicial de la fibra, la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin es constante para diferentes niveles de potencia de bombeo, mientras que en el extremo final de la fibra existe una dependencia lineal del valor de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin con la potencia de pico de la señal de bombeo. (b) Dependencia de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin con la anchura temporal del pulso de bombeo. Esta medida ha sido realizada utilizando una potencia de bombeo de 153 mW

Por otra parte, en la figura 5.32(b) mostramos la dependencia inversa que existe entre la anchura temporal del pulso de bombeo y la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin. Esta anchura espectral varía de forma inversa con la duración del pulso de bombeo. De nuevo, mostramos las medidas a 100 metros del extremo inicial de la fibra y en el extremo final de la misma (kilómetro 25.5), pudiéndose observar que el hecho de realizar la medida en el extremo inicial o final, cambia la pendiente de la curva debido a la SPM que se ha producido sobre el pulso de bombeo. Para pulsos cortos se produce un mayor ensanchamiento de la curva de ganancia Brillouin, tal y como hemos descrito en la teoría mostrada al comienzo de esta sección.

En resumen, con este experimento hemos mostrado la importancia que tiene una selección adecuada del perfil de pulso a emplear como señal de bombeo, así como su duración y potencia, para conseguir un aumento del rango de alcance en distancia del sensor sin un deterioro efectivo de la precisión en la medida.

Capítulo 6

Sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden

El aspecto fundamental que no consigue solventar la amplificación Raman de primer orden sobre la señal del BOTDA es que la misma tenga una distribución de potencia aproximadamente constante a lo largo de toda la fibra. Sin embargo, este inconveniente es resuelto por la amplificación Raman de segundo orden, ya que ésta sí que permite una distribución de potencia uniforme a lo largo de toda la fibra. A este hecho se le denomina transparencia virtual y se puede lograr con órdenes superiores al primero. En estas configuraciones es posible compensar con la ganancia Raman las propias pérdidas de la fibra con la distancia. Hasta donde alcanza nuestro conocimiento, la primera vez que se realizó amplificación Raman de segundo orden en configuración bi-direccional en fibra óptica fue en el trabajo de Ania-Castañón [108] y aplicándolo a la mejora de las comunicaciones en un canal de 1550 nm con amplificadores Raman, denominando al sistema final descrito como “láseres ultralargos”. Para este trabajo se propuso un nuevo esquema basado en amplificación Raman de segundo orden (con bombeos Raman a 1366 nm) para lograr que la fibra óptica se comporte como un medio virtualmente sin pérdidas para las señales ópticas en tercera ventana. Para conseguir la amplificación Raman de segundo orden, en los extremos de la fibra óptica se colocaron dos redes de Bragg que filtran y reflejan el pico de máxima amplificación Raman a 1455 nm, y sirven de bombeo para la segunda etapa Raman. Precisamente el esquema inicial propuesto por el Dr. Ania-Castañón se implementó experimentalmente sobre una fibra de 75 kilómetros en [18] poniendo de manifiesto que el sistema era válido para el fin

que había sido concebido, amplificando uniformemente señales a 1550 nm.

Hemos adoptado esta idea para amplificar las señales del BOTDA a 1550 nm, tanto la onda de bombeo Brillouin como la onda de prueba, para lograr de este modo que la variación de potencia de la señal del BOTDA prácticamente sea independiente del punto de la fibra en el que nos encontremos. Como ya hemos comentado, este aspecto va a dar lugar a que el sensor presente una incertidumbre de medida prácticamente constante para todos los puntos de monitorización.

En este capítulo mostramos el estudio de la mejora del sensor BOTDA con amplificación Raman de segundo orden, utilizando la misma como nuevo método de mejora para conseguir una relación señal/ruido de medida prácticamente uniforme en todos los puntos de monitorización de la fibra independientemente del punto que estemos considerando. Para demostrar que este método de mejora basado en amplificación Raman es válido para que el sistema BOTDA sea más versátil hemos implementado el sistema, habiendo utilizado en el experimento una fibra óptica de longitud 50 kilómetros, con resolución de medida de dos metros, habiendo conseguido resultados satisfactorios [83, 109]. Así mismo, demostramos que es posible monitorizar distancias de hasta 100 kilómetros [83], aunque el láser de bombeo Raman que hemos utilizado para generar ganancia Raman de segundo orden en la fibra es demasiado ruidoso como para aumentar más el rango.

6.1. Modelo teórico de un sistema BOTDA asistido amplificación Raman de segundo orden

El esquema básico del sistema que estamos considerando es el que se puede observar en la figura 6.1, que es una modificación del esquema para un sistema BOTDA con amplificación Raman de primer orden (ver figura 5.1). En este esquema se encuentran representadas las señales típicas de un sistema BOTDA, es decir, la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba. En esencia, la configuración de bombeo Raman de segundo orden consiste en la utilización de dos ondas de bombeo Raman con longitud de onda aproximada de 1365 nm, aproximadamente con la misma potencia, y que se inyectan en una fibra óptica monomodo estándar (un bombeo por cada extremo). La configuración de bombeos bi-direccional se combina con la utilización de dos redes de Bragg que se colocan en ambos extremos de la propia fibra de monitorización. La longitud de onda central para la cual están diseñadas las *gratings* es próxima a 1455 nm (en la figura la representamos como λ_5 por analogía con el desarrollo mostrado en la

sección 5.2), valor que es próximo a la banda Stokes de primer orden para un bombeo Raman con longitud de onda de 1365 nm. Las dos redes de Bragg forman una cavidad para la radiación a 1455 nm. Si las potencias de las ondas generadas (a partir del ASE del primer bombeo) a 1455 nm se encuentran por encima del umbral necesario para superar la atenuación de las dos primeras ondas Stokes y generar ganancia Raman, estas ondas pueden actuar de nuevo como bombeos Raman, en este caso de segundo orden (ver figura 6.2).

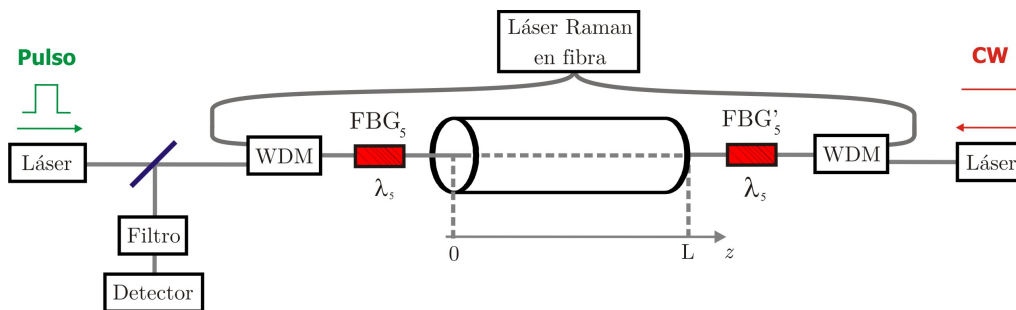


Figura 6.1: Esquema básico de un sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden. Un láser de bombeo Raman con emisión a 1365 nm crea un láser ultralargo a la longitud de onda de 1455 nm. La distribución de energía a la longitud de onda de 1455 nm es suficiente como para generar de nuevo ganancia a 1550 nm. Seleccionando adecuadamente los niveles de potencia, el esquema permite la propagación de las señales a 1550 nm de forma virtualmente transparente (sin pérdidas). Los acopladores WDM permiten la unión/separación de las bandas de 1365 nm y 1550 nm, mientras que las redes de Bragg están diseñadas para 1455 nm

El bombeo de segundo orden presenta un distribución de potencia prácticamente constante a lo largo de la fibra, por lo que se transfiere una ganancia Raman prácticamente constante a la onda de bombeo Brillouin y a la onda de prueba del BOTDA. La longitud de onda del láser de bombeo Raman ha sido seleccionada de forma que al realizar dos etapas de amplificación Raman, la segunda tenga su máximo para una longitud de onda entorno a 1550 nm. Es necesario tener especial cuidado en que la longitud de onda del bombeo Raman no supere el límite de 1370 nm, ya que se podría entrar en uno de los principales picos de absorción de agua que se produce en la fibra óptica a 1390 nm [83, 108].

Las ecuaciones que describen el funcionamiento del sistema para segundo orden son las siguientes:

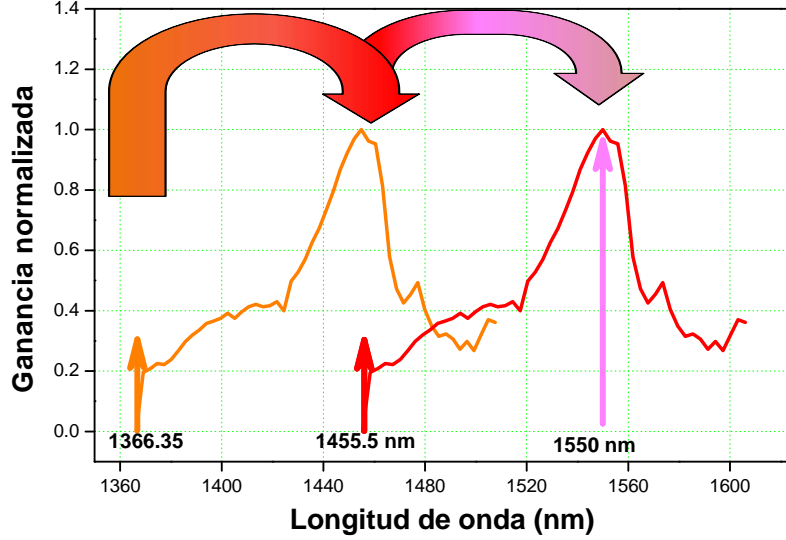


Figura 6.2: Representación esquematizada de las señales de bombeo Raman presentes en el sistema de amplificación Raman de segundo orden

$$\begin{aligned} \frac{dP_{R_1}^{\pm}}{dz} &= \mp \alpha_1 P_{R_1}^{\pm} \pm \varepsilon_1 P_{R_1}^{\mp} \mp g_{R_{12}} \frac{\nu_1}{\nu_2} P_{R_1}^{\pm} \cdot \\ &\cdot \left(P_{R_2}^+ + P_{R_2}^- + 4\hbar\nu_2\Delta\nu_2 \left(1 + \frac{1}{\exp(\hbar(\nu_1 - \nu_2)/k_bT) - 1} \right) \right) \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_{R_2}^{\pm}}{dz} &= \mp \alpha_2 P_{R_2}^{\pm} \mp g_{R_{2S}} \frac{\nu_2}{\nu_S} P_{R_2}^{\pm} (P_B^+ + P_S^-) \pm \varepsilon_2 P_{R_2}^{\mp} \pm g_{R_{12}} (P_{R_1}^+ + P_{R_1}^-) \cdot \\ &\cdot \left(P_{R_2}^{\pm} + 2\hbar\nu_2\Delta\nu_2 \left(1 + \frac{1}{\exp(\hbar(\nu_1 - \nu_2)/k_bT) - 1} \right) \right) \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\frac{dP_S^-}{dz} = \alpha_S P_S^- - g_{R_{2S}} \frac{\nu_2}{\nu_S} P_S^- (P_{R_2}^+ + P_{R_2}^-) - g_B P_S^- P_B^+ \quad (6.3)$$

$$\frac{dP_B^+}{dz} = -\alpha_S P_B^+ + g_{R_{2S}} \frac{\nu_2}{\nu_S} P_S^- (P_{R_2}^+ + P_{R_2}^-) - g_B P_S^- P_B^+ \quad (6.4)$$

Siguiendo el mismo convenio que el modelado del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden, los superíndices $+$ y $-$ representan las ondas que se propagan en el sentido de $+z$ y en el sentido de $-z$. Los subíndices R_1 y R_2 representan los bombeos Raman de primer y de segundo orden respectivamente, mientras que los subíndices B y S representan la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba. ν_i y $\Delta\nu_i$ se corresponden con las frecuencias y ancho de banda de los bombeos Raman de primer orden y segundo orden respectivamente (en el caso del bombeo de segundo orden, éste se encuentra limitado por el ancho de banda de las redes de Bragg, ya que las mismas son mucho más estrechas espectralmente que la propia curva de ganancia Raman). α_j es la atenuación propia de la fibra óptica, indicando el subíndice j la longitud de onda considerada. ε_j es el doble del valor del coeficiente de *scattering* Rayleigh para la longitud de onda considerada. g_{R_x} son los coeficientes de ganancia Raman dividido entre el área efectiva de la fibra para cada una de las transiciones. Así, $x = 12$ indica la transición desde primer orden a segundo orden, mientras que con $x = 2s$ nos referimos a la transición desde segundo orden a las señales del BOTDA. Por último, \hbar representa la constante de Planck, k_B es la constante de Boltzmann, y T es la temperatura absoluta de la fibra. Los parámetros que se han utilizado en las simulaciones son los que mostramos en la tabla 6.1, que se corresponden con los valores típicos de una fibra SSMF.

Longitud de onda	g_R	α	ε
1365 nm	$0.51 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$	0.31 dB/km	$1.0 \cdot 10^{-5} \text{ km}^{-1}$
1455 nm	$0.38 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$	0.25 dB/km	$6.0 \cdot 10^{-5} \text{ km}^{-1}$
1550 nm	-	0.20 dB/km	$4.2 \cdot 10^{-5} \text{ km}^{-1}$

Tabla 6.1: Valores de los parámetros de la fibra utilizados en las simulaciones para el sistema BOTDA con amplificación Raman de segundo orden

La evolución longitudinal de la potencia de las ondas de bombeo Raman, así como la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba a lo largo de la fibra de monitorización se obtiene mediante la resolución numérica de las ecuaciones 6.1-6.4, con las correspondientes condiciones de contorno: $P_{R_1}^+(0) = P_{R_1}^-(L) = P_0$ son las potencias que inyectamos a la longitud de onda de 1365 nm, por cada uno de los extremos de la fibra, donde suponemos que ambos niveles de potencia son idénticos. $P_{R_2}^+(0) = \text{Ref}_1 P_{R_2}^-(0)$, siendo Ref_1 la reflectividad de la red de Bragg que se encuentra en $z = 0$ (extremo inicial de la fibra). $P_{R_2}^-(L) = \text{Ref}_2 P_{R_2}^+(L)$, siendo Ref_2 la reflectividad de la red de Bragg situada en $z = L$ (extremo final de la fibra). $P_B^+(0) = P_{B_0}^+$, siendo este valor

la potencia de entrada para la onda de bombeo Brillouin (introducida en $z = 0$). Por último, $P_S^-(L) = P_{S_L}^-$ es la potencia de la onda de prueba, que introducimos en $z = L$. Indicaremos que el valor de las reflectividades de ambas redes de Bragg con las que formamos la cavidad son de un valor próximo a 80 %.

Suponemos en las simulaciones que mostramos más adelante que las ondas de bombeo están despolarizadas, con lo que los coeficientes de ganancia Raman hay que multiplicarlos por un factor 0.5 (en los valores representados en la tabla 6.1 ya se ha realizado esta operación). En las simulaciones hemos supuesto que la anchura total a media altura (FWHM) de las redes de Bragg que forman parte de la cavidad es de valor 0.5 nm, que es aproximadamente el valor que presentan las mismas en el montaje experimental que describimos a continuación.

6.2. Montaje experimental del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden

El montaje experimental que hemos utilizado para asistir al sistema BOTDA con amplificación Raman de segundo orden es el que mostramos en la figura 6.3.

En este montaje, como en los precedentes, la onda de bombeo Brillouin, así como la onda de prueba las obtenemos de la misma fuente óptica tras realizar una modulación con una señal de radio-frecuencia, que como ya hemos indicado, nos asegura una diferencia de frecuencia entre la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba exactamente el valor de frecuencia que tenga la propia emisión de RF. El diodo láser que hemos empleado es el mismo que hemos utilizado en los últimos experimentos en los que asistimos al BOTDA con amplificación Raman de primer orden: el láser emite a 1553.59 nm, y produce una emisión que es espectralmente muy estrecha (ancho de línea no inferior a 10 MHz). La longitud de onda de emisión del láser la ajustamos a través de la fuente de alimentación con la que lo alimentamos, a través de los controles de corriente y temperatura. La potencia de salida de diodo láser es ~ 4 mW. Para obtener la onda de bombeo y la onda de prueba dividimos el haz que nos proporciona el diodo láser en dos haces mediante un acoplador óptico 50/50. La onda de prueba la obtenemos, como en los montajes experimentales que hemos mostrado con anterioridad, realizando una modulación en amplitud (mediante el Modulador 2 en la figura). La modulación en amplitud crea dos bandas laterales que se encuentran separadas respecto de la onda

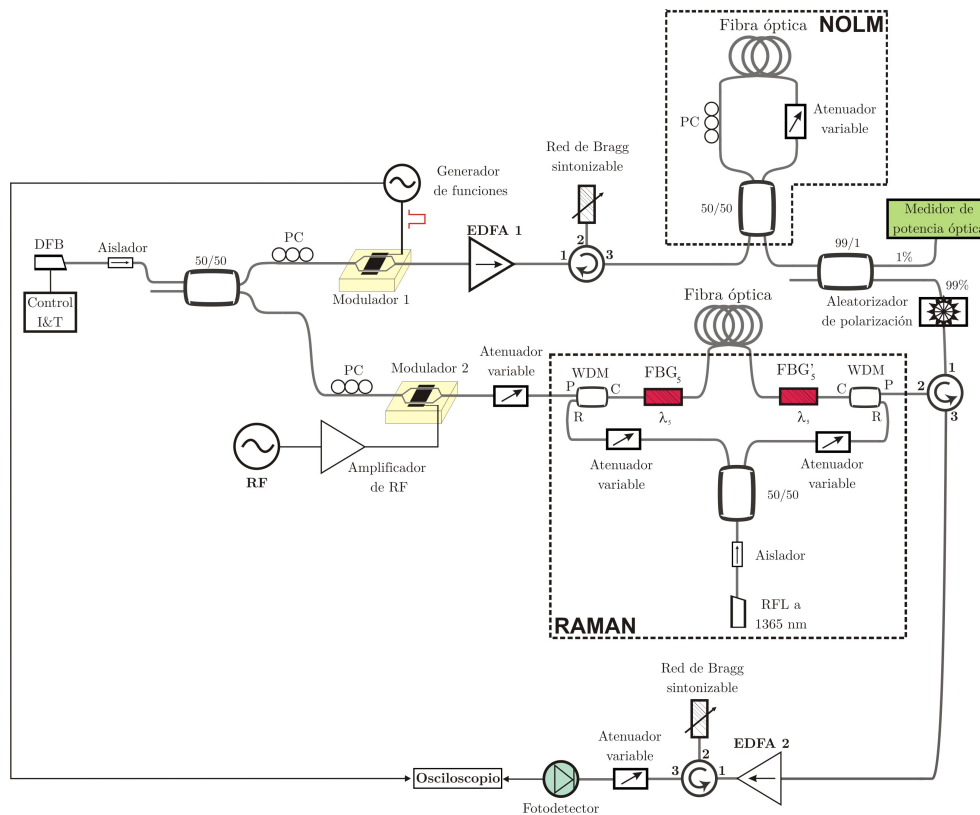


Figura 6.3: Montaje experimental del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden. En el recuadro superior (etiquetado como NOLM) se encuentra el subsistema encargado de realizar la función, que en el montaje en el cual asistimos al BOTDA con amplificación Raman de primer orden, realiza el circuito P-I: la supresión de componente continua del pulso de bombeo Brillouin. Por otra parte, en el recuadro inferior etiquetado como RAMAN, se encuentra el subsistema encargado de realizar la amplificación Raman de segundo orden sobre la banda de señales de 1550 nm

de bombeo exactamente el valor de frecuencia que se seleccione en el generador de RF, y que ajustaremos para que el mismo coincida con el *shift* de frecuencia Brillouin ν_B de la fibra de monitorización ($\sim 10.5 - 10.8$ GHz a 1550 nm). La potencia de la onda portadora se minimiza ajustando la entrada de DC del modificador. De este modo en la fibra tendremos las dos bandas laterales, aunque solo utilizaremos la de frecuencia menor. El valor de potencia de la onda de prueba está en el rango de los microwatios, por lo que la contribución de ganancia Brillouin sobre el pulso de bombeo no superará 0.1 dB.

Para la obtención de el pulso de bombeo Brillouin utilizamos el Modificador 1. La anchura temporal de los pulsos, así como su frecuencia de repetición la seleccionamos en función de la resolución espacial de medida buscada, la primera, y en función de la

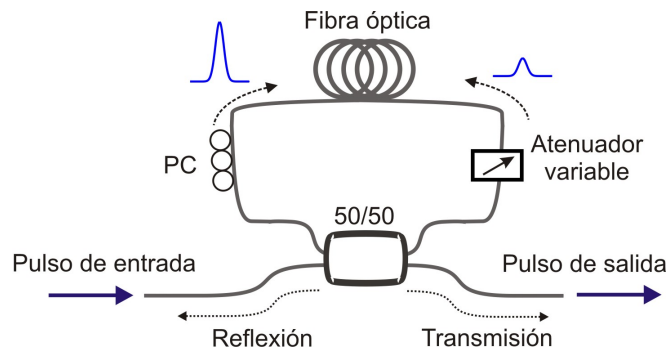


Figura 6.4: Montaje experimental del espejo no lineal

longitud de fibra con que realicemos el sensor, asegurando que no coexisten simultáneamente dos pulsos en la fibra. En las medidas que hemos realizado para el sistema BOTDA con amplificación Raman de segundo orden, la anchura temporal de los pulsos ha sido seleccionada a 40 ns y a 20 ns (4 y 2 metros de resolución respectivamente), mientras que la frecuencia de repetición se ha ajustado a 800 Hz, que cumple con la condición dicha en el caso peor (longitud de 100 kilómetros). El tren de pulsos ópticos es amplificado por el EDFA 1, ajustando la potencia mediante un atenuador variable. Para minimizar la amplificación por emisión espontánea procedente del EDFA utilizamos la red de Bragg de anchura espectral aproximada de 0.8 nm. En este montaje, respecto a los anteriores, hemos incluido un espejo óptico no lineal (*Nonlinear Optical Loop Mirror*, NOLM [110]) con objeto de maximizar la tasa de extinción del pulso de bombeo, aspecto esencial para evitar el aumento de ganancia Brillouin debido a la parte baja del pulso, ya que empeora el contraste.

El NOLM (ver figura 6.4) está formado por un acoplador, un sistema de control de polarización (PC), un tramo de fibra óptica y un atenuador.

El pulso de entrada al NOLM se divide en el acoplador en dos señales contra-propagantes. Después de recorrer el lazo, las dos señales contra-propagantes se recombinan en el acoplador. Puesto que ambas señales han recorrido el mismo camino óptico pero con direcciones de propagación contrarias, el desfase producido sobre ambas señales es idéntico, y como consecuencia, el pulso será totalmente reflejado en el puerto de entrada. Por lo tanto, para bajas potencias de entrada, el NOLM actúa como un espejo ideal, no existiendo señal en el puerto de salida. El sistema de control de polarización (PC) permite ajustar el funcionamiento del NOLM, de forma que se optimiza la interferencia produciendo reflexión total para bajas potencias. En el caso de trabajar con altas potencias, el índice de refracción de la fibra varía con la intensidad de la luz. El desajuste de potencias existente en el sistema debido a la presencia del atenuador

da lugar a que exista un longitud de caminos ópticos diferente para los pulsos que se propagan en el lazo sentido horario y en sentido anti-horario, pudiendo escribirse el coeficiente de transmisión T_{NOLM} en función del desfase existente entre los dos brazos del lazo:

$$T = \alpha \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi_{NOLM}}{2} \right) \quad (6.5)$$

donde

$$\Delta\phi_{NOLM} = \frac{\gamma P_0 L_{eff}}{2} (1 - \alpha) \quad (6.6)$$

siendo α la atenuación producida en el atenuador y P_0 es la potencia óptica de entrada. El funcionamiento del NOLM es el de un absorbente saturable aumentando la transmisión conforme aumenta la potencia. La respuesta del mismo presenta dependencia cuadrática con la potencia de entrada. Puesto que la potencia en el pico del pulso es mayor que en sus transiciones, la primera parte será totalmente transmitida, mientras que la segunda será parcialmente reflejada. Como consecuencia, el pulso tendrá un menor nivel de componente continua [39].

El NOLM que hemos utilizado en nuestro experimento está formado por un acoplador 50/50, una fibra de dispersión desplazada (DSF) de 4.4 kilómetros, un atenuador y un controlador de polarización. Con la utilización del NOLM aseguramos una tasa de extinción del pulso mayor de 50 dB, lo que nos permite la obtención de medidas con mayor contraste.

A la salida del NOLM colocamos un medidor de potencia óptica para monitorizar la potencia de la onda de bombeo. Esta medida la hacemos extrayendo el 1% de la señal de salida del NOLM, a través de un acoplador óptico 99/1. El pulso de bombeo lo hacemos pasar a través del aleatorizador de polarización para eliminar la dependencia de la ganancia Brillouin con la polarización. La fibra óptica la conectamos a sendos puertos Comunes de dos acopladores WDM válidos para las longitudes de onda de 1365 nm y 1550 nm. El bombeo primario a 1365 nm lo obtenemos de un láser en fibra Raman que emite a esa longitud de onda. Es análogo al que hemos descrito para 1455 nm, pero sin la última pareja de redes que filtran la emisión a 1365 nm. La potencia de este láser se puede ajustar hasta un valor máximo de 5 W, y el RIN que presenta, según el fabricante, es ≤ 105 dBc/Hz. El haz óptico de salida del láser en fibra Raman lo dividimos mediante un acoplador 50/50 en dos haces, y los introducimos en la fibra por los puertos Reflejados de ambos acopladores WDM. La cavidad para generar ganancia

Raman de primer orden la implementamos introduciendo dos redes de Bragg en los dos extremos de la fibra, cuyo pico de reflexión se encuentra en 1455 nm. En la práctica, estas dos redes presentan una anchura de 0.5 nm y una reflectividad del 80%. Por último, las ondas de bombeo Brillouin y de prueba las introducimos a través de los puertos Pasantes de los acopladores WDM. La onda de prueba la introducimos a través del acoplador WDM de la izquierda y la onda de bombeo a través del WDM de la derecha (en la figura 6.3).

En detección, la red de Bragg de anchura 0.16 nm, y con frecuencia central 1553 nm filtra la onda de prueba, eliminando en este punto la banda lateral de frecuencia superior que se ha creado al realizar la modulación en amplitud en el Modulador 2. Es muy importante, como en los montajes experimentales anteriores, sintonizar correctamente esta red, ya que mediante la misma eliminamos la mayor parte del *backscatter* Rayleigh, así como la banda lateral superior que mencionábamos, y ello resulta en un mejor contraste de toda la traza. Un atenuador variable controla la potencia antes de realizar la detección para evitar la saturación del fotodetector, que es el mismo que hemos utilizado en experimentos anteriores.

6.3. Resultados experimentales

El primer resultado experimental que mostramos, lo hemos realizado sobre la fibra de tipo SSMF de 50 kilómetros, cedida por el Prof. Luc Thévenaz (del EPFL), cuyo *shift* de frecuencia Brillouin es de 10.680 GHz. Este resultado es el que mostramos en la figura 6.5.

En ella se pueden observar dos trazas experimentales de ganancia Brillouin. Una de ellas, la traza representada en rojo, ha sido obtenida sin la utilización de amplificación Raman, mientras que la segunda, representada en verde, la hemos obtenido con amplificación Raman de segundo orden, ajustando el sistema para tener condiciones de transparencia. Ambas medidas las hemos realizado utilizando pulsos de bombeo Brillouin de anchura temporal 40 ns. En la figura se puede observar que la fibra trabaja en condiciones de transparencia virtual (la amplificación Raman de segundo orden compensa las pérdidas por atenuación de la fibra), siendo la ganancia Brillouin prácticamente constante para cualquier distancia, como predice el modelo. El resultado simulado es el que mostramos en la traza de color azul. El inconveniente fundamental que presenta la amplificación Raman de segundo orden es que las trazas son significativamente más ruidosas respecto del caso en el que no utilizamos amplificación Raman,

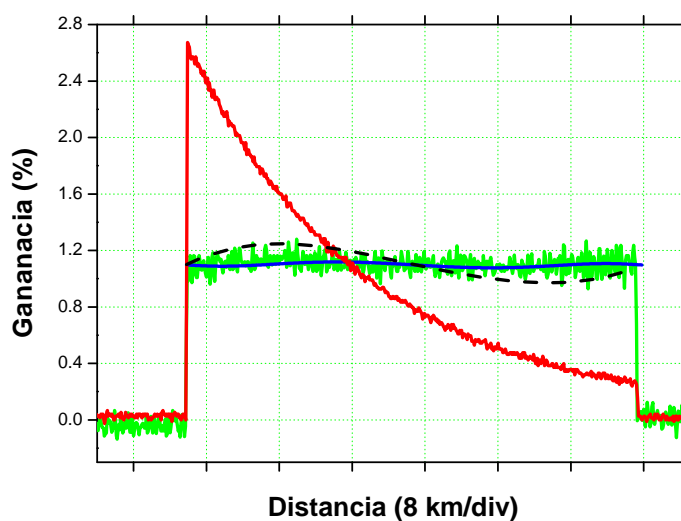


Figura 6.5: Trazas experimentales de ganancia adquiridas para una fibra de 50 kilómetros con pulsos de bombeo Brillouin con anchura temporal de 40 ns (4 metros de resolución). La curva roja es la traza correspondiente al sistema BOTDA sin amplificación Raman obtenida para el *shift* de frecuencia que maximiza la ganancia Brillouin ($P_{B_0}^+ = 13.5$ mW, $P_{S_L}^- = 0.5$ μ W). La traza verde ha sido obtenida con pulsos de la misma anchura temporal que en el caso anterior, pero hemos reducido la potencia de bombeo Brillouin $P_{B_0}^+ = 7.5$ mW para evitar agotamiento de bombeo, y la potencia de la onda de prueba la hemos incrementado de forma que $P_{S_L}^- = 0.7$ μ W. La curva representada en azul la simula de forma teórica la evolución de la ganancia con la distancia, para lo cual se han utilizado las ecuaciones 6.1 - 6.4, considerando los ajustes experimentales. Por último, la traza de color negro muestra la evolución de la ganancia para el sistema de primer orden con los mismos *settings* que en segundo orden, y buscando el punto en el cual tenemos máxima transparencia. La potencia de bombeo Raman a 1365 nm es de aproximadamente 470 mW por cada extremo de la fibra (940 mW en total)

siendo esto debido a la transferencia de ruido de intensidad (RIN) desde la señal de bombeo Raman a la señal de interés [111, 112]. Para realizar una comparación, en la traza de color negro mostramos los resultados simulados en el caso de utilización de amplificación Raman de primer orden en configuración bi-direccional, y tratando de maximizar la condición de transparencia, esto es, suponiendo que los niveles de potencia son idénticos en ambos extremos de la fibra. Se puede observar que la traza simulada para segundo orden es considerablemente más plana que la correspondiente a primer orden en configuración bi-direccional. La variación total de potencia de señal en el BOTDA asistido con amplificación de primer orden es aproximadamente 1.2 dB, mientras que en segundo orden es solo 0.2 dB. La ventaja conseguida con el sistema de segundo orden es mayor para distancias más grandes [108].

Las trazas de ganancia que mostramos en la figura 6.5 las hemos obtenido empleando pulsos de anchura temporal 40 ns, que proporcionan una resolución espacial de medida de 4 metros. En estas condiciones los efectos de automodulación de fase (SPM) son despreciables, ya que la duración del pulso es suficientemente grande como para que no se ensanche la curva de ganancia Brillouin. Sin embargo, los efectos de la SPM no son despreciables cuando tratamos de reducir la duración temporal de los pulsos por debajo de 40 ns, ya que el espectro de los mismos empieza a ser comparable o superior al de la propia curva de ganancia Brillouin, como hemos mostrado en la sección 5.4. Así, en el caso de utilizar pulsos de 20 ns, que proporcionan dos metros de resolución de medida, se produce una acumulación de ensanchamiento espectral en el pulso de bombeo Brillouin conforme éste se va propagando por la fibra debido a SPM. Este efecto implica que el ancho de banda efectivo de ganancia aumenta, y el valor de ganancia Brillouin de pico, debido a ese ensanchamiento espectral, disminuye.

El resultado final es que la distribución de ganancia no se mantiene constante en todos los puntos de la fibra, como ocurre en el caso que mostramos en la figura 6.5, sino que se produce un decaimiento de esa ganancia conforme la anchura espectral de la curva de ganancia va aumentando. Este resultado es el que mostramos en la figura 6.6, como decíamos, para pulsos de bombeo Brillouin de anchura temporal 20 ns. La traza verde muestra el resultado medido de forma experimental, mientras que la traza azul muestra el resultado simulado, para lo cual se ha tenido en cuenta la evolución de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin en cada punto de la fibra. Se puede observar que se produce un buen ajuste entre los resultados experimentales y los resultados simulados.

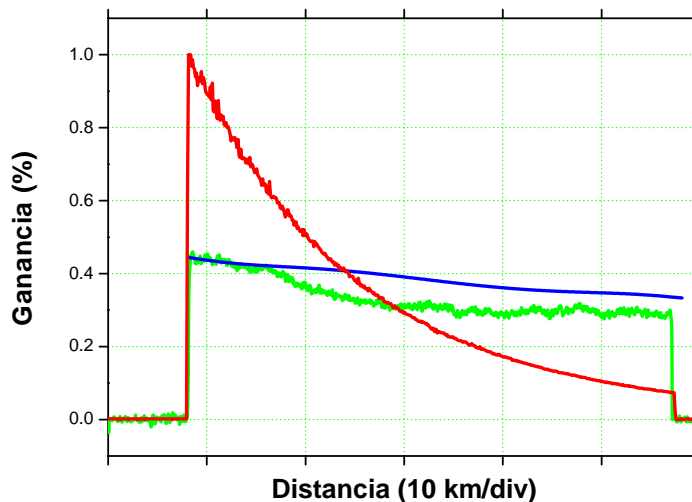


Figura 6.6: Trazas experimentales de ganancia adquiridas para una fibra de 50 kilómetros con pulsos de bombeo Brillouin con anchura temporal de 20 ns (2 metros de resolución). La curva roja muestra la traza para el sistema BOTDA convencional y ha sido tomada a la frecuencia a la que se produce ganancia Brillouin máxima en la fibra. Las condiciones de medida son $P_{B_0}^+ = 14$ mW, $P_{S_L}^- = 0.6$ μ W. La traza verde ha sido obtenida con pulsos de la misma anchura temporal que en el caso anterior, pero hemos reducido la potencia de bombeo Brillouin $P_{B_0}^+ = 7.5$ mW para evitar agotamiento de bombeo. La curva representada en azul la simula de forma teórica la evolución de la ganancia con la distancia, para lo cual se han utilizado las ecuaciones 6.1 - 6.4, además de tener en cuenta el decaimiento de la ganancia Brillouin por SPM, considerando los ajustes experimentales. La potencia de bombeo Raman a 1365 nm es de aproximadamente 470 mW por cada extremo de la fibra (940 mW en total)

6.4. SPM en el sistema BOTDA con Raman de segundo orden

El efecto de la automodulación de fase implica un ensanchamiento espectral de la curva de ganancia Brillouin que implica en la monitorización, un aumento de la incertidumbre en la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin con la distancia (ver figura 5.24). Para solventar este problema hemos realizado sobre-amplificación (aumentando la potencia de bombeo Raman) en la zona del extremo final de la fibra. En otras palabras, hemos aumentado la potencia total de bombeo Raman y además hemos desbalanceado las potencias que introducimos por cada extremo, pasando de inyectar aproximadamente el 50 % de la potencia de bombeo a 1365 nm en cada uno de los ex-

tremos de la fibra, a que dicho balance sea claramente superior en el extremo final de la fibra (aproximadamente un 25 % - 75 %), de forma que se produzca una amplificación más elevada en la zona donde el efecto de SPM es más negativo. En la figura 6.7(a) mostramos la adquisición de la ganancia Brillouin para diferentes *shift* de frecuencias entre la onda de bombeo Brillouin y la onda de prueba sobre la misma fibra de 50 kilómetros que hemos utilizado en los dos experimentos precedentes con pulsos de 20 ns, que como hemos indicado, presentan un efecto considerable de SPM. En esta figura se puede observar que la ganancia Brillouin en el extremo final de la fibra presenta una mayor anchura espectral, que en general supone una mayor incertidumbre en la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin. En la figura 6.7(b) mostramos, para la frecuencia a la que se produce máxima ganancia Brillouin en la fibra (10.680 GHz) la traza de ganancia, con bombeo Raman a 1365 nm asimétrico (traza verde). Estas medidas la hemos realizado utilizando una potencia de bombeo Brillouin $P_{B_0}^+ = 9$ mW, una potencia de la onda de prueba de $P_{S_L}^- = 0.3$ μ W, y potencia de bombeo Raman a 1365 nm de 1050 mW, de los cuales aproximadamente 780 mW los inyectamos en sentido contra-propagante y 270 mW en sentido co-propagante. En la misma figura mostramos los resultados simulados numéricamente (traza negra), habiendo tenido en cuenta la dependencia existente entre el valor del coeficiente de ganancia Brillouin con la anchura espectral de dicha curva de ganancia (a mayor anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin menor valor del coeficiente de ganancia Brillouin). Se puede observar que los resultados obtenidos con el modelo ajusta fielmente con los resultados obtenidos de forma experimental.

Para justificar el buen funcionamiento de la configuración desbalanceada en potencia para compensar los efectos de SPM, en la figura 6.8(a) mostramos la anchura de la curva de ganancia Brillouin para las mismas condiciones de medida que la empleadas para la obtención de los resultados mostrados en la figura 6.7 con sobre-amplificación Raman en el extremo final de la fibra. En la figura 6.8(a) se puede apreciar el crecimiento de la anchura de la curva de ganancia, debido a SPM, con la distancia. El ensanchamiento de la curva de ganancia Brillouin debido a SPM, reduce el contraste con la distancia en condiciones de transparencia. Sin embargo, con la utilización de bombeos Raman asimétricos (con mayor potencia en el extremo final de la fibra) es posible compensar la pérdida de contraste con la distancia, y de este modo mantener la incertidumbre en el determinación del *shift* de frecuencia Brillouin con la distancia. En la figura 6.8(b) mostramos la diferencia del *shift* de frecuencia Brillouin para dos medidas realizadas de forma consecutiva. En la figura se puede observar que la incerti-

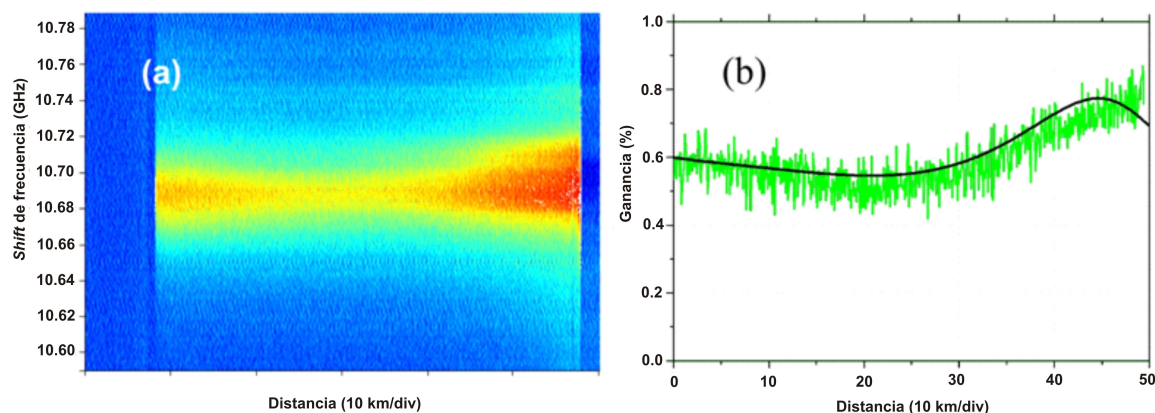


Figura 6.7: (a) Adquisición experimental de la ganancia en función de la frecuencia para la fibra de 50 kilómetros de longitud habiendo empleado pulsos de 20 ns de anchura temporal, y donde hemos realizado sobre-amplificación en el extremo final de la fibra (el más alejado del detector) para compensar en cierta medida la pérdida de contraste debido a SPM. El ensanchamiento de ganancia se puede apreciar en el extremo final de la fibra (kilómetro 50). (b) Traza experimental (curva verde) y simulación numérica (curva negra) de ganancia del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden para la frecuencia ν_B de la fibra. La potencia de bombeo Brillouin empleada es de $P_{B_0}^+ = 9$ mW, potencia de la onda de prueba de $P_{S_L}^- = 0.3$ μ W, y potencia de bombeo Raman a 1365 nm de aproximadamente 780 mW en sentido contra-propagante y de 270 mW en sentido co-propagante

dumbre de medida a lo largo de toda la fibra se mantiene prácticamente constante, algo que no ocurriría en condiciones de transparencia con pulsos de bombeo Brillouin que generen una SPM comparable a la propia anchura de la curva de ganancia Brillouin. El hecho de que la incertidumbre se mantenga constante a lo largo de toda la fibra es muy importante para los sistemas de medida, ya que las especificaciones se mantienen independientemente de la longitud del mismo.

Para la realización de una primera prueba en términos de longitud máxima de sensor, hemos introducido en el montaje experimental 100 kilómetros de fibra, con el máximo de ganancia Brillouin aproximadamente a 10.650 GHz, fusionando los tres carretes de 25 kilómetros de fibra SSMF utilizados en el experimento del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden a otro tramo de 25 kilómetros del mismo tipo de fibra. Hemos optimizado el sistema para pulsos de 20 ns (2 metros de resolución). Hemos utilizado pulsos de bombeo Brillouin de duración 20 ns porque además de presentar una mejor resolución espacial de medida y necesitarse un ajuste de potencias más exhaustivo en el sistema, presentan un efecto más nocivo en cuanto a SPM. Las potencias de bombeo Raman a 1365 nm son aproximadamente de 943 mW

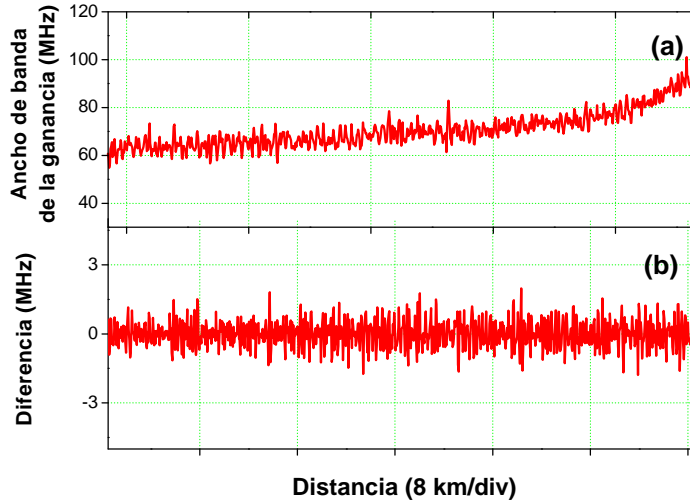


Figura 6.8: Adquisición experimental de la ganancia en función de la frecuencia para una fibra de 50 kilómetros y pulsos de 20 ns. (a) Medida de la anchura espectral de la curva de ganancia Brillouin, pudiéndose apreciar el ensanchamiento que se produce en la misma en el extremo final de fibra. (b) Diferencia de frecuencia para medidas consecutivas del *shift* de frecuencia Brillouin de la fibra. Los resultados ponen de manifiesto que la incertidumbre en la determinación del *shift* de frecuencia Brillouin es prácticamente constante a lo largo de toda la fibra de monitorización, no estando ésta afectada por la atenuación ni por el ensanchamiento debido a SPM. La potencia de bombeo Brillouin empleada es de $P_{B_0}^+ = 9$ mW, potencia de la onda de prueba de $P_{S_L}^- = 0,3$ μ W, y potencia de bombeo Raman a 1365 nm de aproximadamente 780 mW en sentido contra-propagante y de 270 mW en sentido co-propagante

en sentido contra-propagante y de 540 mW en sentido co-propagante, y hemos utilizado una potencia de bombeo Brillouin $P_{B_0}^+ = 10$ mW, y una potencia de la onda de prueba de $P_{S_L}^- = 0.2$ μ W. El resultado de la adquisición en función de la diferencia de frecuencia entre las ondas de bombeo Brillouin y de prueba es el que mostramos en la figura 6.9(a). La potencia de bombeo Raman que introducimos en la fibra no es suficiente para trabajar en condiciones de transparencia, y por ello la ganancia varía de forma muy significativa a lo largo de toda la fibra. Sin embargo, para trabajar en condiciones de transparencia es necesaria la utilización de niveles más elevados de potencia de bombeo Raman (con mayor importancia en sentido contra-propagante), lo que nos produciría valores más elevados de RIN producido por dichos bombeos Raman, pudiendo hacer el sensor inservible por la alta cantidad de ruido RIN transferido a 1550 nm. No obstante, aunque no mostramos resultados experimentales en condiciones de transparencia, el

contraste de ganancia para esta configuración de potencias, que no es óptima, es aún suficiente como para tener una correcta determinación del *shift* de frecuencia Brillouin a lo largo de toda la fibra. En la figura 6.9(b) mostramos la comparación de la traza de ganancia obtenida de forma experimental (verde) y la traza obtenida de forma teórica (negra). De nuevo, los resultados proporcionados por el modelo del sistema ajustan bastante fielmente a los obtenidos de forma experimental.

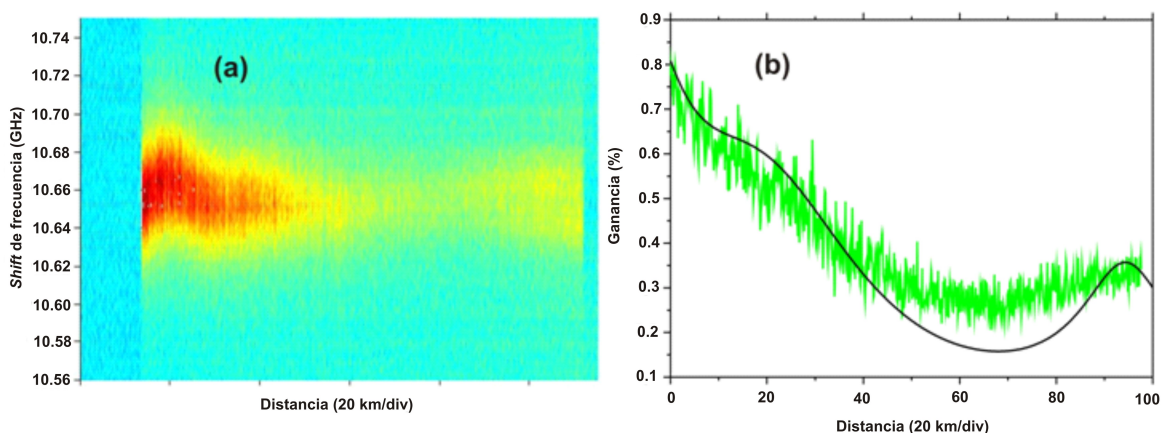


Figura 6.9: (a) Adquisición experimental de la ganancia en función de la frecuencia para una longitud de fibra de 100 kilómetros de longitud habiendo empleado pulsos de 20 ns de anchura temporal. Se puede observar en la traza que existe un considerable ensanchamiento de la curva de ganancia Brillouin, así como un elevado valor de *scattering* Rayleigh. (b) Traza experimental (curva verde) y simulación numérica (curva negra) de ganancia del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden para la frecuencia ν_B de la fibra. La potencia de bombeo Brillouin empleada es de $P_{B_0}^+ = 10$ mW, potencia de la onda de prueba de $P_{S_L}^- = 0.2$ μ W, y potencia de bombeo Raman a 1365 nm de aproximadamente 943 mW en sentido contra-propagante y de 585 mW en sentido co-propagante

En la figura 6.10 mostramos el *shift* de frecuencia Brillouin obtenido tras realizar el ajuste experimental a una curva gaussiana la curva de ganancia Brillouin para cada punto de monitorización en el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden sobre los 100 kilómetros de fibra (curva roja). Sobre la misma figura también mostramos los resultados del sistema BOTDA convencional sin la utilización de amplificación Raman (curva azul), habiéndose realizado en este caso la medida sobre 75 kilómetros (ver figura 5.22). Aunque los resultados en los primeros kilómetros de fibra acumulan un mayor nivel de ruido debido a la transferencia de RIN, en la figura se puede apreciar que la incertidumbre en la determinación del *shift* de frecuencia Bri-

llouin en el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden (para la configuración no óptima antes descrita) crece muy levemente con la distancia, sin embargo este efecto es dramático en el caso de no asistir al BOTDA con amplificación Raman, produciéndose un aumento de la incertidumbre en la determinación dicho *shift* de frecuencia Brillouin a partir del kilómetro 45. En el caso del sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden, el valor de incertidumbre está acotado en ± 3 MHz. En el caso de disponer de bombeos Raman con menor nivel de ruido RIN, se podrían mejorar de forma significativa los alcances para este tipo de configuración. En el caso de utilizar bombeos Raman con bajos niveles de ruido RIN se podrían alcanzar para este tipo de configuración rangos de medida del orden de los 150 kilómetros.

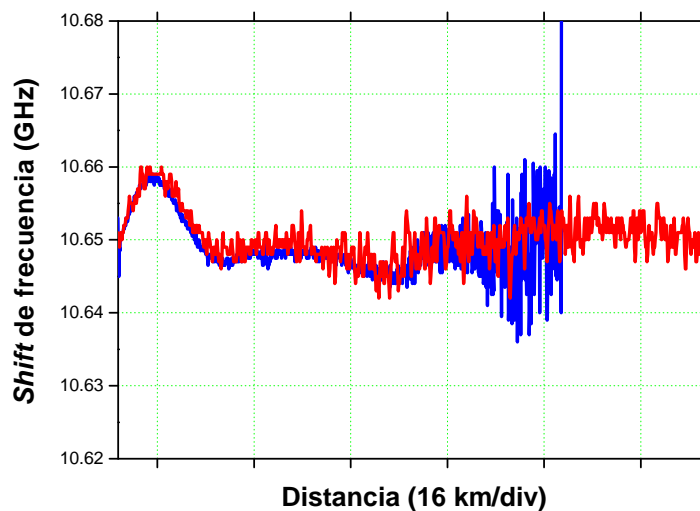


Figura 6.10: Comparación de la medida experimental del *shift* de frecuencia Brillouin para el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de segundo orden (traza roja) y para el sistema BOTDA convencional (traza azul). Los resultados para el sistema BOTDA convencional solo los mostramos hasta el kilómetro 75, ya que para esta configuración el alcance máximo es de aproximadamente 75 kilómetros

Capítulo 7

Conclusiones y líneas abiertas

7.1. Conclusiones

Las principales conclusiones del presente trabajo de tesis son las siguientes:

1. Se han estudiado los efectos no lineales en fibra óptica y sus aplicaciones para la medida distribuida de temperatura y del estado tenso-deformacional de estructuras (*strain*). En este estudio se ha prestado especial atención al *scattering* Brillouin estimulado (SBS) por ser la base fundamental de los sensores BOTDA y al *scattering* Raman por ser usado en amplificación distribuida en este trabajo.
2. Se han estudiado cualitativamente los sensores distribuidos de fibra óptica, descritos en la literatura, tanto los basados en *backscatter* lineal como los basados en efectos no lineales.
3. Se ha desarrollado un sistema BOTDA atendiendo a la experiencia adquirida en la literatura y de la inventiva propia, habiendo incluido un diseño de montaje experimental depurado, así como el análisis de los resultados generados.
4. Se ha desarrollado un método de mejora del BOTDA utilizando para ello amplificación Raman distribuida de primer orden para lograr dos objetivos fundamentalmente: por una parte el aumento del alcance del sensor distribuido y por otra parte, el conseguir que la fibra óptica se comporte como una línea virtualmente sin pérdidas, logrando de este modo que la resolución del sensor en cada punto de la fibra sea aproximadamente constante. En este caso hemos incluido las posibles vías de mejora consistentes en la utilización de amplificación Raman distribuida de primer orden.

5. Se ha desarrollado un método de mejora del BOTDA basado en la utilización de amplificación Raman distribuida de segundo orden, para conseguir compensar de una forma más efectiva las pérdidas por atenuación de la fibra óptica que la conseguida por la amplificación Raman de primer orden.

7.2. Aportaciones originales

Enumeramos brevemente las aportaciones originales de esta tesis:

- Se ha demostrado experimentalmente las mejoras de un sistema BOTDA mediante la amplificación Raman de primer orden, en tres configuraciones diferentes: co-propagante, contra-propagante y bi-direccional.
- Se ha demostrado la capacidad de mejora de los sistemas BOTDA mediante amplificación Raman de segundo orden bi-direccional. En esta disposición se tiene que la relación señal/ruido en los BOTDA sea constante en todos los puntos de monitorización.
- Se ha estudiado y demostrado experimentalmente el efecto del aumento del ancho de ganancia Brillouin a lo largo de la fibra óptica por efecto de SPM.

7.3. Líneas abiertas

A partir de los estudios y desarrollos llevados a cabo en esta tesis, proponemos las siguientes líneas de trabajo para el futuro:

1. Estudiar experimentalmente la mejora que supone el cambio de la fuente de bombeo Raman de 1365 nm para lograr aumentar el rango dinámico del sensor, y lograr medidas experimentales menos ruidosas.
2. Estudiar experimentalmente el impacto que supone sobre el funcionamiento del sensor la utilización de un amplificador óptico de semiconductor (SOA) como sistema de modulación para la generación de los pulsos ópticos de bombeo Brillouin, libres de componente continua.
3. Realizar un prototipo de campo para poder probar de forma experimental el sistema BOTDA asistido con amplificación Raman de primer orden y segundo orden sobre una infraestructura ferroviaria de alta velocidad, para la medida de

la temperatura y del *strain* mediante la utilización de dos fibras ópticas. Una de éstas que no sea solidaria a la estructura a monitorizar, y que monitorice la temperatura, y la otra que sea solidaria a la estructura y que mida la temperatura y el *strain*.

4. Establecer un sistema automatizado de medida, basado en tarjeta de adquisición de alta velocidad, para la realización de barridos de frecuencia y adquisición de trazas del BOTDA, de forma que se obtenga el *shift* de frecuencia Brillouin de forma rápida, así como la calibración sobre temperatura y *strain*.
5. Establecer un modelo que permita obtener los niveles de potencia adecuados de los bombeos Raman (en primer y segundo orden) para evitar que se produzca SPM sobre el pulso de bombeo Brillouin, de forma que no se altere la resolución de la medida.

Bibliografía

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2007.
- [2] M. González-Herráez, “Desarrollo de técnicas no lineales para la medida de la distribución longitudinal de dispersión cromática en fibras ópticas monomodo,” Ph.D. dissertation, Universidad Politécnica de Madrid, 2004.
- [3] D. A. Kleinman, “Nonlinear dielectric polarisation in optical media,” *Physical Review*, vol. 126, pp. 1977–1979, 1962.
- [4] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*. Academic Press (third edition), 2008.
- [5] A. V. Oppenheim, *Señales y sistemas*. Pearson Educación, 1998.
- [6] E. G. Neumann, *Single-Mode Fibers*. Springer-Verlag, 1988.
- [7] S. Martín-López, “Generación de supercontinuo en fibras ópticas monomodo con fuentes de bombeo continuo,” Ph.D. dissertation, Universidad Complutense de Madrid, 2006.
- [8] J. A. Martín-Pereda, *Sistemas y redes ópticas de comunicaciones*. Pearson Educación, 2004.
- [9] M. L. Hernanz, “Desarrollo de patrones y realización de un sistema de referencia para la medida de la dispersión cromática en fibras monomodo,” Ph.D. dissertation, Universidad Nacional de Educación a Distancia, 2001.
- [10] P. V. Mamyshev and S. V. Chernikov, “Ultrashort-pulse propagation in optical fibers,” *Optics Letters*, vol. 15, pp. 1076–1078, 1990.
- [11] J. Subías, J. Pelayo, R. Alonso, and F. Villuendas, “Electrostriction-free n_2 measurement in single-mode optical fiber based on nonlinear-polarization evolution,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 390–394, 2002.

- [12] J. Toulouse, “Optical nonlinearities in fibers: review, recent examples, and systems applications,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 11, pp. 3625–3641, 2005.
- [13] EXFO. (2011, Octubre). [Online]. Available: documents.exfo.com/appnotes/anote122-ang.pdf
- [14] R. H. Stolen and C. Lin, “Self-phase modulation in silica optical fibers,” *Phys. Rev. A.*, vol. 17, pp. 1448–1453, 1978.
- [15] J. M. Dudley, A. Peacock, and G. Millot, “The cancellation of nonlinear and dispersive phase components on the fundamental optical fiber soliton: A pedagogical note,” *Optics Communications*, vol. 193, pp. 253–259, 2001.
- [16] M. Niklès, “La diffusion Brillouin dans les fibres optiques: étude et application aux capteurs distribués,” Ph.D. dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1997.
- [17] K. J. Blow and D. Wood, “Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 12, pp. 2665–2673, 1989.
- [18] J. D. Ania-Castañón, T. J. Ellingham, R. Ibbotson, X. Chen, L. Zhang, and S. K. Turitsyn, “Ultralong Raman fiber lasers as virtually lossless optical media,” *Physical Review Letters*, vol. 96, pp. 023 902–1 – 023 902–4, 2006.
- [19] S. K. Turitsyn, J. D. Ania-Castañón, S. A. Babin, V. Karalekas, P. Harper, D. Churkin, S. I. Kablukov, A. E. El-Taher, E. V. Podivilov, and V. K. Mezentsev, “270-km ultralong Raman fiber laser,” *Physical Review Letters*, vol. 103, pp. 133 901–1 – 133 901–4, 2009.
- [20] J. Bromage, “Raman amplification for fiber communications systems,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, no. 1, pp. 79–93, 2004.
- [21] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, “Raman oscillation in glass optical waveguide,” *Applied Physics Letters*, vol. 20, no. 2, pp. 62–64, 1972.
- [22] D. C. Johnson, K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. Kato, “Tunable Raman fibre-optic laser,” *Electronics Letters*, vol. 13, no. 2, pp. 53–55, 1977.
- [23] C. Lin and R. H. Stolen, “Backward Raman amplification and pulse steepening in silica fibers,” *Applied Physics Letters*, vol. 29, no. 7, pp. 428–431, 1976.

- [24] H. Suzuki, J.-I. Kani, H. Masuda, N. Takachio, K. Iwatsuki, Y. Tada, and M. Sumida, "1-Tb/s (100×10 Gb/s) super-dense WDM transmission with 25-GHz channel spacing in the zero-dispersion region employing distributed Raman amplification technology," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 7, pp. 903–905, 2000.
- [25] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, "Narrow-linewidth stimulated Brillouin fiber laser and applications," *Optics Letters*, vol. 16, pp. 393–395, 1991.
- [26] X. S. Yao, "Brillouin selective sideband amplification of microwave photonic signals," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 1, pp. 138–140, 1998.
- [27] T. Tanemura, Y. Takushima, and K. Kikuchi, "Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated Brillouin scattering in optical fiber," *Optics Letters*, vol. 27, pp. 1552–1554, 2002.
- [28] M. Azadeh, *Fiber optics engineering*. Springer, 2009.
- [29] T. Horiguchi and M. Tateda, "BOTDA-nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: theory," *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 8, pp. 1170–1176, 1989.
- [30] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe, "Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, pp. 1397–1403, 1987.
- [31] J. M. S. Domingo, J. Pelayo, F. Villuendas, C. D. Heras, and E. Pellejer, "Very high resolution optical spectrometry by stimulated Brillouin scattering," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 4, pp. 855–857, 2005.
- [32] A. Villafranca, J. Lázaro, I. Salinas, and I. Garcés, "Stimulated Brillouin scattering gain profile characterization by interaction between two narrow-linewidth optical sources," *Optics Express*, vol. 13, pp. 7336–7341, 2005.
- [33] E. Udd, "Fiber optic smart structures," *Procee*, vol. 84, no. 1, pp. 60–67, 1995.
- [34] ———, *Fiber Optic Sensors - An introduction for Engineers and Scientists*. John Wiley&Sons, Inc., 1991.
- [35] J. M. López-Higuera, *Handbook of optical fibre sensing technology*. John Wiley&Sons, Inc., 2002.

- [36] J. M. Lopez-Higuera, L. Rodriguez Cobo, A. Quintela Incera, and A. Cobo, "Fiber optic sensors in structural health monitoring," *J. Lightwave Technol.*, vol. 29, no. 4, pp. 587–608, 2011.
- [37] R. M. Measures, "Smart structures in nerves of glass," *Progress in Aerospace Sci.*, vol. 26, pp. 289–351, 1989.
- [38] F. T. S. Yu and S. Yin, *Fiber optic sensors*. Marcel Dekker, Inc., 2002.
- [39] F. Berghmans, J. Dudley, S. Février, T. Geernaert, G. Gentry, M. González-Herráez, M. Hotoleanu, K. Kalli, M. M. Marhic, T. Sylvestre, L. Thévenaz, M. Tur, D. J. Webb, and M. Wuilpart, *Advanced fiber optics. Concepts and technology*, L. Thévenaz, Ed. EPFL Press, 2011.
- [40] J. C. Juarez, "Distributed fiber optic intrusion sensor system for monitoring long perimeters," Ph.D. dissertation, Texas A&M University, 2005.
- [41] C. G. Atkins, D. Cotter, D. W. Smith, and R. Wyatt, "Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission," *Electronics Letters*, vol. 22, no. 10, pp. 556–558, 1986.
- [42] M. L. Filograno, M. González-Herráez, P. Corredera, S. Martín-López, O. Esteban, M. Hernanz, F. Rodríguez-Barrios, P. Cirujano, L. Flores, F. Garnacho, and M. A. Sánchez-Urán, "Medida de la distribución de temperatura en un transformador mediante Raman distribuido en fibra óptica," in *6ª Reunión Española de Optoelectrónica, OPTOEL09*, 2009.
- [43] F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. González-Herráez, "Distributed Brillouin fiber sensor assisted by first-order Raman amplification," *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, no. 15, pp. 2162–2172, 2010.
- [44] A. Sensing. (2012, Abril). [Online]. Available: <http://www.apsensing.com>
- [45] Lios. (2012, Abril). [Online]. Available: <http://www.lios-tech.com>
- [46] J. P. Dakin, D. J. Pratt, G. W. Bibby, and J. N. Ross, "Distributed optical fibre Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector," *Electronics Letters*, vol. 21, no. 13, pp. 569–570, 1985.

-
- [47] M. A. Farahani and T. Gogolla, "Spontaneous Raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing," *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 8, pp. 1379–1391, 1999.
- [48] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannell, and D. A. Jackson, "Stimulated Brillouin scattering: a means to realise tunable microwave generator or distributed temperature sensor," *Electronics Letters*, vol. 25, no. 14, pp. 915–916, 1989.
- [49] —, "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors," *Electronics Letters*, vol. 25, no. 14, pp. 913–915, 1989.
- [50] T. Horiguchi and M. Tateda, "Optical-fiber-attenuation investigation using stimulated Brillouin scattering between a pulse and a continuous wave," *Optics Letters*, vol. 14, pp. 408–410, 1989.
- [51] T. Kurashima, T. Horiguchi, H. Izumita, S. Furukawa, and Y. Koyamada, "Brillouin optical-fiber time domain reflectometry," *IEUCE Transactions on Communications*, vol. E76-B, pp. 382–390, 1993.
- [52] K. Hotate and M. Tanaka, "Distributed fiber Brillouin strain sensing with 1-cm spatial resolution by correlation-based continuous-wave technique," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, pp. 179–181, 2002.
- [53] X. Bao, A. Brown, M. DeMerchant, and J. Smith, "Characterization of the Brillouin-loss spectrum of single-mode fibers by use of very short (<10-ns) pulses," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 510–512, 1999.
- [54] P. C. Wait and T. P. Newson, "Landau Placzek ratio applied to distributed fibre sensing," *Optics Communications*, vol. 122, pp. 141–146, 1996.
- [55] H. H. Kee, G. P. Lees, and T. P. Newson, "An all-fiber system for simultaneous interrogation of distributed strain and temperature sensing using spontaneous Brillouin scattering," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 695–697, 2000.
- [56] K. de Souza and T. P. Newson, "Brillouin-based fiber-optic distributed temperature sensor with optical preamplification," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 1331–1333, 2000.

- [57] S. M. Maughan, H. H. Kee, and T. P. Newson, “57-km single-ended spontaneous Brillouin-based distributed fiber temperature sensor using microwave coherent detection,” *Optics Letters*, vol. 26, pp. 331–333, 2001.
- [58] M. Alahbabi, Y. T. Cho, and T. Newson, “81 km temperature sensor based on spontaneous Brillouin scattering and coherent detection,” in *2003 Photonex Exhibition*, 2003.
- [59] T. Kurashima, M. Tateda, K. Shimizu, T. Horiguchi, and Y. Koyamada, “A high performance OTDR for measuring distributed strain and optical loss,” in *Proc. 22nd European Conf. Optical Communication ECOC '96*, vol. 2, 1996, pp. 215–218.
- [60] Y. Koyamada, Y. Sakairi, N. Takeuchi, and S. Adachi, “Novel technique to improve spatial resolution in Brillouin optical time-domain reflectometry,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 23, pp. 1910–1912, 2007.
- [61] T. Horiguchi, T. Kurashima, and M. Tateda, “Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 1, no. 5, pp. 107–108, 1989.
- [62] T. Kurashima, T. Horiguchi, and M. Tateda, “Thermal effects on the Brillouin frequency shift in jacketed silica fibers,” *Applied Optics*, vol. 29, pp. 2219–2222, 1990.
- [63] M. Niklès, L. Thévenaz, and P. A. Robert, “Simple distributed temperature sensor based on Brillouin gain spectrum analysis,” in *Proc. SPIE, Tenth International Conference on Optical Fibre Sensors, Vol. 2360*, 1994.
- [64] —, “Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis,” *Optics Letters*, vol. 21, pp. 758–760, 1996.
- [65] —, “Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 10, pp. 1842–1851, 1997.
- [66] M. A. Soto, G. Bolognini, F. Di Pasquale, and L. Thévenaz, “Simplex-coded BOTDA fiber sensor with 1 m spatial resolution over a 50 km range,” *Optics Letters*, vol. 35, pp. 259–261, 2010.
- [67] S. M. Foaleng, “Brillouin echoes for advanced distributed sensing in optical fibres,” Master’s thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2011.

- [68] L. Thévenaz and S. Foaleng Mafang, “Distributed fiber sensing using Brillouin echoes,” in *19th International Conference on Optical Fiber Sensors (SPIE, Perth, WA, Australia, 2008)*, 2008.
- [69] M. Niklès, “Fibre optic distributed scattering sensing system: Perspectives and challenges for high performance applications,” in *Third European Workshop on Optical Fiber Sensors*, 2007.
- [70] Y. T. Cho and T. P. Newson, “Brillouin-based distributed fibre temperature sensor at 1.53 μm using Raman amplification,” in *Proc. th Optical Fiber Sensors Conf. Technical Digest OFS 2002*, 2002, pp. 305–308.
- [71] H. H. Kee, G. P. Lees, and T. P. Newson, “An extended range OTDR system at 1.65 μm based on delayed Raman amplification,” *Optics Letters*, vol. 23, pp. 349–351, 1998.
- [72] Y. T. Cho, M. N. Alahbabi, M. J. Gunning, and T. P. Newson, “50-km single-ended spontaneous-Brillouin-based distributed-temperature sensor exploiting pulsed Raman amplification,” *Optics Letters*, vol. 28, pp. 1651–1653, 2003.
- [73] M. N. Alahbabi, Y. T. Cho, T. P. Newson, P. C. Wait, and A. H. Hartog, “Influence of modulation instability on distributed optical fiber sensors based on spontaneous Brillouin scattering,” *JOSA B*, vol. 21, pp. 1156–1160, 2004.
- [74] M. N. Alahbabi, Y. T. Cho, and T. P. Newson, “100-km distributed temperature sensor based on coherent detection of spontaneous Brillouin backscatter,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 15, pp. 1544–1547, 2004.
- [75] M. A. Soto, G. Bolognini, and F. Di Pasquale, “Optimization of long-range BOTDA sensors with high resolution using first-order bi-directional Raman amplification,” *Optics Express*, vol. 19, pp. 4444–4457, 2011.
- [76] X. Angulo-Vinuesa, S. Martín-López, J. Nuno, P. Corredera, J. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. González-Herráez, “Raman-assisted Brillouin distributed temperature sensor over 100 km featuring 2 m resolution and 1.2 $^{\circ}\text{C}$ uncertainty,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 30, pp. 1060–1065, 2012.
- [77] X. Fan, Y. Koshikiya, and F. Ito, “Centimeter-level spatial resolution over 40 km realized by bandwidth-division phase-noise-compensated OFDR,” *Optics Express*, vol. 19, pp. 19 122–19 128, 2011.

- [78] S. D. Dyer, M. G. Tanner, B. Baek, R. H. Hadfield, and S. W. Nam, “Analysis of a distributed fiber-optic temperature sensor using single-photon detectors,” *Optics Express*, vol. 20, pp. 3456–3466, 2012.
- [79] Z. Song, K. Y. and He and K. Hotate, “Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis,” *Optics Letters*, vol. 31, pp. 2526–2528, 2006.
- [80] S. M. Foaleng, M. Tur, J.-C. Beugnot, and L. Thevenaz, “High spatial and spectral resolution long-range sensing using Brillouin echoes,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, no. 20, pp. 2993–3003, 2010.
- [81] A. R. Chraplyvy and 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.
- [82] F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, E. Fuentes-Hernández, M. L. Hernanz, and M. Gonzalez-Herraez, “Sensor distribuido Brillouin de deformación y temperatura en fibra óptica asistido con Raman para aplicaciones de ingeniería civil,” in *VI Reunión española de optoelectrónica, Málaga*, 2009.
- [83] S. Martín-López, M. Alcón-Camas, F. Rodríguez-Barrios, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. González-Herráez, “Brillouin optical time-domain analysis assisted by second-order Raman amplification,” *Optics Express*, vol. 18, pp. 18 769–18 778, 2010.
- [84] K. Brown, A. W. Brown, and B. Colpitts, “Characterization of optical fibers for optimization of a Brillouin scattering based fiber optic sensor,” *Optical Fiber Technology*, vol. 11, pp. 131–145, 2005.
- [85] T. Horiguchi, T. Kurashima, and Y. Koyamada, “Measurement of temperature and strain distribution by Brillouin frequency shift in silica optical fibers,” in *SPIE Vol. 1797 Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors 11*, 1992.
- [86] Y. D. Gong, “Guideline for the design of a fiber optic distributed temperature and strain sensor,” *Optics Communications*, vol. 272, pp. 227–237, 2007.

- [87] A. Fellay, L. Thévenaz, M. Facchini, M. Nikles, and P. Robert, “Distributed sensing using stimulated Brillouin scattering: towards ultimate resolution,” in *12th International Conference on Optical Fiber Sensors. Technical Digest.*, 1998.
- [88] F. López-Ferreras, *Análisis de circuitos lineales*. Ciencia 3, 1995.
- [89] F. Rodríguez-Barrios, “Contribución al desarrollo de un sensor Brillouin distribuido para estructuras civiles,” Master’s thesis, Universidad Carlos III de Madrid, 2008.
- [90] F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, M. L. Hernanz, and M. González-Herráez, “Raman-assisted distributed Brillouin sensor in optical fiber for strain and temperature monitoring in civil engineering applications,” in *Proceedings of ISMTII-2009, San Petersburgo*, 2009.
- [91] —, “Mejora del rango dinámico de un sensor Brillouin distribuido de temperatura y *strain* en fibra óptica mediante amplificación Raman,” in *IX Reunión Nacional de Óptica, Orense*, 2009.
- [92] A. Carrasco-Sanz, “Generación de frecuencias de referencia para la calibración de sistemas WDM en comunicaciones ópticas,” Ph.D. dissertation, Universidad de Granada, 2007.
- [93] J. Capmany, F. Fraile-Peláez, and J. Martí, *Fundamentos de comunicaciones ópticas*. Editorial Síntesis, 1998.
- [94] L. Thévenaz, S. Foaleng Mafang, and J. Lin, “Impact of pump depletion on the determination of the Brillouin gain frequency in distributed fiber sensors,” in *21st International Conference on Optical Fiber Sensors*, 2011.
- [95] —, “Depletion in a distributed Brillouin fiber sensor: practical limitation and strategy to avoid it,” in *21st International Conference on Optical Fiber Sensors*, 2011.
- [96] R. G. Smith, “Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering,” *Applied Optics*, vol. 11, pp. 2489–2494, 1972.
- [97] F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, M. Alcón-Camas, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. González-Herráez,

- “Experimental study of the impact of pumping configuration in raman-assisted fiber optic distributed Brillouin sensors,” in *OFMC 2009*, 2009.
- [98] F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. González-Herráez, “Distributed Brillouin fiber sensor featuring 2 meter resolution and 75 km dynamic range,” in *OSA Technical Digest (CD)*, 2010.
- [99] S. Martín-López, F. Rodríguez-Barrios, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, J. D. Ania-Castañón, L. Thévenaz, and M. González-Herráez, “Measurement with 2m resolution using a Raman-assisted BOTDA sensor featuring 75km dynamic range,” in *Fourth European Workshop on Optical Fibre Sensors*, 2010.
- [100] F. Rodríguez-Barrios, “Diseño, construcción y puesta a punto de un radiómetro de esfera integradora (400 - 1700 nm),” Master’s thesis, Universidad Politécnica de Madrid, 2004.
- [101] F. Rodríguez-Barrios, A. Carrasco-Sanz, P. Martín-López, S. Corredera, M. González-Herráez, and M. L. Hernanz-Sanjuan, “Diseño, caracterización y calibración de un radiómetro de esfera integradora para alta potencia (400-1700 nm),” in *IV Reunión española de optoelectrónica, Elche*, 2005.
- [102] A. Carrasco-Sanz, F. Rodríguez-Barrios, P. Corredera, S. Martín-López, M. González-Herráez, and M. Hernanz, “An integrating sphere radiometer as a solution for high power calibrations in fibre optics,” *Metrologia*, vol. 43, pp. S145–S150, 2006.
- [103] S. Martín-López, M. González-Herráez, A. Carrasco-Sanz, F. Vanholsbeeck, S. Coen, H. Fernández, J. Solís, P. Corredera, and M. Hernanz, “Broadband spectrally flat and high power density light source for fiber sensing,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 17, pp. 1014–1019, 2006.
- [104] V. Lecoecuche, D. J. Webb, C. N. Pannell, and D. A. Jackson, “25 km Brillouin based single-ended distributed fibre sensor for threshold detection of temperature or strain,” *Optics communications*, vol. 168, pp. 95–102, 1999.
- [105] —, “Transient response in high-resolution Brillouin-based distributed sensing using probe pulses shorter than the acoustic relaxation time,” *Optics Letters*, vol. 25, pp. 156–158, 2000.

-
- [106] S. M. Foaleng, F. Rodríguez-Barrios, S. Martín-López, M. González-Herráez, and L. Thévenaz, “Impact of self phase modulation on the performance of Brillouin distributed fibre sensors,” in *Fourth European Workshop on Optical Fibre Sensors*, 2010.
- [107] —, “Detrimental effect of self-phase modulation on the performance of Brillouin distributed fiber sensors,” *Optics Letters*, vol. 36, pp. 97–99, 2011.
- [108] Ania-Castañón, “Quasi-lossless transmission using second-order Raman amplification and fibre Bragg gratings,” *Optics Express*, vol. 12, pp. 4372–4377, 2004.
- [109] J. D. Ania-Castañón, S. Martín-López, M. Alcón-Camas, F. Rodríguez-Barrios, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, L. Thévenaz, and M. González-Herráez, “Raman-assisted BOTDA sensors,” in *Proc. IEEE Winter Topicals (WTM)*, 2011, pp. 167–168.
- [110] N. J. Doran and D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror,” *Optics Letters*, vol. 13, pp. 56–58, 1988.
- [111] M. Alcón-Camas and J. D. Ania-Castañón, “Relative intensity noise transfer in high-order distributed amplification through ultra-long fibre cavities,” in *SPIE Photonics North 2010*, 2010.
- [112] M. Alcón-Camas, “Applications of ultralong Raman fibre lasers in photonics,” Ph.D. dissertation, Aston University, 2011.