

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS
INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA



Trabajo Fin de Máster

Láseres Brillouin-FDML de cavidad de
anillo.

(Ring cavity Brillouin-FDML lasers.)

Para acceder al Título de
Máster Universitario en Ciencia e Ingeniería de la Luz

Autor: **Joaquín Gómez Carmona**

Julio 2022



E.T.S. DE INGENIEROS INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN

MÁSTER UNIVERSITARIO EN CIENCIA E INGENIERÍA DE LA LUZ
CALIFICACIÓN DEL TRABAJO FIN DE MÁSTER

Realizado por: **Joaquín Gómez Carmona**
Directores del TFM: **Francisco Javier Madruga Saavedra**
Título: “Láseres Brillouin-FDML de cavidad de anillo.”
Title: “Ring cavity Brillouin-FDML lasers.”

Presentado a examen el día: **29 de julio de 2022**

para acceder al Título de

Máster Universitario en Ciencia e Ingeniería de la Luz

Composición del tribunal:

Presidente: José María Saiz Vega
Secretario: Pablo Albella Echave
Vocal: Olga M^a Conde Portilla

Este Tribunal ha resuelto otorgar la calificación de:

Fdo.: El Presidente

Fdo.: El Secretario

Fdo.: El Vocal

Fdo.: El Director del TFM

V^o B^o del Subdirector

Trabajo Fin de Máster N^o
(a asignar por Secretaría)

Resumen

El láser basado en fibra óptica es la primera tecnología que desafía el dominio de los láseres tradicionales. Su estructura simple, calidad del haz de salida, altos niveles de potencia, eficiencia y costes de mantenimiento han contribuido a su amplia adopción en la industria y a constituir un campo activo de investigación. Los láseres basados en efectos no lineales, en especial los desarrollados a partir del *scattering* estimulado de Brillouin constituyen un grupo particular que ofrecen potencialidades como fuentes de frecuencia única de bajo ruido y ancho de línea estrecho. Numerosas investigaciones han centrado su atención en ellos, implementando estructuras que operan en onda continua y en régimen pulsado. Una configuración interesante por su sencilla implementación y capacidad para producir láseres pulsados con un amplio rango de sintonización de longitudes de onda es la que utiliza un láser FDML (*Fourier Domain Mode Locking*) como bombeo para generar el láser Brillouin en cavidades de anillo. Al respecto existen pocos acercamientos, por lo que este trabajo se propuso caracterizar de manera teórica y experimental estos láseres. Se analizó el comportamiento de un láser FDML-Brillouin para diferentes longitudes de fibra de retardo, obteniéndose valores similares de potencia óptica y eléctrica, pero para cavidades más largas se midieron pulsos temporales más estrechos. Asimismo, se analizó el *scattering* de Brillouin en una cavidad de anillo para diferentes parámetros del filtro sintonizable y de valores de corriente del amplificador óptico. Los resultados de las mediciones realizadas en este montaje indican que al variar el nivel de voltaje aplicado al filtro sintonizable para mayores valores de corriente del amplificador óptico de semiconductor se obtiene mayor potencia óptica. En el caso de variación de la frecuencia se obtiene poca fluctuación de la potencia óptica. Con el aumento de la corriente para los distintos valores de frecuencia se elevan los niveles de potencia. Por otra parte, se obtuvo el mayor ancho de banda de sintonización al variar la frecuencia en el valor de 9.151 Hz para 300 mA.

Palabras clave: láseres de fibra, *scattering* estimulado de Brillouin, FDML

Abstract

The fiber-based laser is the first technology to challenge the dominance of traditional lasers. Its simple structure, output beam quality, high power levels, efficiency and maintenance costs have contributed to its widespread adoption in industry and active field of research. Lasers based on nonlinear effects, especially those developed from stimulated Brillouin scattering are a particular group that offer potential as low-noise, narrow linewidth single-frequency sources. Numerous investigations have focused their attention on them by implementing structures operating in continuous wave and pulsed regime. An interesting configuration for its simple implementation and ability to produce pulsed lasers with a wide range of wavelength tuning is the one that uses a FDML (*Fourier Domain Mode Locking*) laser as a pump to generate the Brillouin laser in ring cavities. There are few approaches in this respect, so this work was proposed to characterize theoretically and experimentally these lasers. The behavior of a FDML-Brillouin laser was analyzed for different delay fiber lengths obtaining similar values of optical and electrical power but for longer cavities narrower temporal pulses were measured. Brillouin scattering in a ring cavity was also analyzed for different parameters of the tunable filter and current values of the optical amplifier. The results of the measurements performed in this setup indicate that varying the voltage level applied to the tunable filter for higher current values of the semiconductor optical amplifier results in higher optical power. In the case of frequency variation, little fluctuation of the optical power is obtained. With the increase of current for different frequency values the power levels are raised. On the other hand, a maximum tuning bandwidth of 41.83 nm was obtained by varying the frequency by a value of 9.151 Hz for 300 mA.

Keywords: fiber lasers, Brillouin stimulated scattering, FDML .

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Motivación	1
1.2. Objetivos	3
1.3. Estructura del trabajo	4
2. Láseres de fibra óptica	6
2.1. Láseres de fibra óptica de baja potencia	6
2.2. Láseres de fibra de alta potencia	7
2.3. Láseres de fibra óptica ultrarrápidos	10
2.4. Láseres de fibra óptica supercontinuos	12
2.5. Láseres de fibra óptica basados en efectos no lineales	14
3. Láseres de fibra óptica basados en el efecto Brillouin	15
3.1. <i>Scattering</i> en la fibra óptica	15
3.2. <i>Scattering</i> Brillouin espontáneo	17
3.3. <i>Scattering</i> Brillouin estimulado	19
3.4. Láseres de fibra óptica basados en el efecto Brillouin	24
3.4.1. Operación en onda continua	24
3.4.2. Operación en régimen pulsado	27
3.5. Láser Brillouin bombeado por láser de bloqueo de modos en el dominio de Fourier (FDML)	29
3.5.1. Principio de funcionamiento del láser FDML	31
4. Análisis de láser Brillouin-FDML utilizando un EDFA como medio de ganancia.	34
4.1. Montaje experimental	34
4.2. Análisis de los resultados	35
5. Análisis experimental del efecto Brillouin en una cavidad de anillo de fibra utilizando un SOA como medio de ganancia.	41
5.1. Montajes experimentales propuestos	41

5.1.1. Montaje experimental N ^o 1	41
5.1.2. Montaje experimental N ^o 2	42
5.1.3. Montaje experimental N ^o 3	43
5.2. Implementación del montaje experimental N ^o 1	43
5.2.1. Resultados obtenidos del montaje experimental N ^o 1	45
6. Conclusiones y líneas futuras	49
6.1. Conclusiones	49
6.2. Recomendaciones y líneas futuras	50
7. Bibliografía	51
A. Hojas técnicas	59
B. Función para la medida completa de FDML-Brillouin	61
C. Función para el Procesado de datos	63
D. Gráficas BOX-plot variación de Offset, frecuencia, Vpp	64
E. Gráficas BOX-plot variación de corriente	65
F. Ajuste gaussiano y ancho de banda	66

Índice de figuras

2.1. Evolución de la potencia media de los sistemas láser de fibra dopada con Yb [11].	7
2.2. Esquema de un amplificador de fibra de alta potencia y doble revestimiento [11].	8
2.3. Principios de la técnica “ <i>Chirped Pulse Amplification</i> ”	10
2.4. Esquema de un sistema MOPA [21]	11
2.5. Espectro de un láser de fibra óptica supercontinuo [26].	12
3.1. Componentes espectrales resultantes de la dispersión de la luz en un medio no homogéneo, inhomogéneo [35]	16
3.2. Proceso de electrostricción [37]	19
3.3. Representación esquematizada del proceso SBS en la fibra óptica [37] .	20
3.4. Representación esquemática del espectro del <i>scattering</i> Brillouin [37] . .	21
3.5. Relación entre la anchura de la curva de ganancia Brillouin y la anchura temporal del pulso utilizado como señal de bombeo [37]	23
3.6. Montaje experimental de una cavidad linear de un láser Brillouin-EDFA [50]	26
3.7. Esquema del BEFL multilongitud de onda con autosembrado [59]. . . .	27
3.8. Evolución de la amplitud de las ondas de bombeo y Stokes para el régimen de auto pulsación [61].	29
3.9. Montaje experimental del láser Brillouin-FDML de doble cavidad anular [65]	30
3.10. Configuración del sensor integral de temperatura basado en un anillo láser de Brillouin alimentado por un láser FDML [66].	30
3.11. Esquema típico de un láser de fibra FDML [67]	31
3.12. El principio de funcionamiento de un láser de fibra FDML desde el punto de vista de (a) una sola longitud de onda y (b) un tiempo determinado [67].	32
3.13. Señal accionadora y generación de longitudes de onda en láseres FDML [66].	33
4.1. Montaje experimental para el análisis del láser Brillouin bombeado por el láser FDML.	34

4.2.	Relación entre la frecuencia del FFP-TF y la potencia a) óptica y b) eléctrica de la señal Brillouin para 35 km de fibra de retardo.	35
4.3.	Señales en el dominio del tiempo para el <i>scattering</i> de Brillouin a diferentes frecuencias del FFP-TF.	36
4.4.	Espectro óptico Brillouin para diferentes frecuencias en el FFP-TF. . .	36
4.5.	Desplazamiento de la señal de Stokes en función de la tensión de polarización aplicada en el FFP-TF.	37
4.6.	Espectro de frecuencia Brillouin en función de la tensión de polarización aplicada en el FFP-TF.	37
4.7.	Relación entre la frecuencia del FFP-TF y la potencia a) óptica y b) eléctrica de la señal Brillouin para 18 km de fibra de retardo.	38
4.8.	Señales en el dominio del tiempo para el <i>scattering</i> de Brillouin a diferentes frecuencias del FFP-TF, en el caso de 18 km de fibra de retardo.	39
4.9.	Espectro Brillouin para diferentes frecuencias en el FFP-TF con $V_{Bias}=14.3$ V y 18 km de fibra de retardo.	39
4.10.	Desplazamiento de la señal de Stokes en función de la tensión de polarización aplicada en el FFP-TF para el caso de 18 km de fibra de retardo.	40
4.11.	Desplazamiento de la señal de Stokes en función de la tensión de polarización aplicada en el FFP-TF para el caso de 18 km de fibra de retardo.	40
5.1.	Montaje experimental N ^o 1.	42
5.2.	Montaje experimental N ^o 2.	42
5.3.	Escalera de voltaje a aplicar al FFP-TF para obtener espectros de Brillouin asociados a cada portadora.	43
5.4.	Montaje experimental N ^o 3.	43
5.5.	Resultados de la medición de la longitud de la fibra óptica de retardo. .	44
5.6.	<i>Setup</i> del montaje experimental N ^o 1.	45
5.7.	Variación de la potencia óptica con el voltaje <i>Offset</i> aplicado al FFP-TF2 y la corriente del SOA.	46
5.8.	Variación de la potencia óptica con el voltaje pico-pico aplicado al FFP-TF2 y la corriente del SOA	46
5.9.	Variación de la potencia óptica con la frecuencia aplicada al FFP-TF2 y la corriente del SOA.	47
5.10.	Comportamiento del ancho de banda de sintonización con la variación del voltaje <i>Offset</i> aplicado al FFP-TF2.	47

5.11. Comportamiento del ancho de banda de sintonización con la variación del voltaje pico-pico aplicado al FFP-TF2.	48
5.12. Comportamiento del ancho de banda de sintonización con la variación de la frecuencia aplicada al FFP-TF2.	48
A.1. Hoja técnica del filtro sintonizable de fibra Fabry-Perot	59
A.2. Hoja técnica del amplificador de semiconductor empleado	60

1. Introducción

1.1. Motivación

El desarrollo de las fuentes de emisión láser y sus aplicaciones desde los años 60 del pasado siglo constituye uno de los hitos tecnológicos de la historia de la humanidad. Ha supuesto una verdadera revolución tecnológica, probablemente del calibre de la invención de la máquina de vapor o de los circuitos electrónicos integrados. Costaría encontrar un sector tecnológico en el que el láser no tenga o haya tenido una contribución importante [1].

Hasta hace poco, el mercado de los láseres industriales estaba dominado por las tecnologías láser tradicionales del siglo pasado, es decir, los láseres de gas como el de Helio-Neón (He-Ne) y los láseres de estado sólido basados en cristales Nd:YAG (*neodymium-doped yttrium aluminium garnet*) bombeados por diodos. Estas tecnologías láser se inventaron y optimizaron en la década de 1960 [2], convirtiéndose en herramientas de investigación científica en la década de 1970 y desplegándose como herramienta industrial en las décadas de 1980 y 1990. El láser de fibra óptica de alta potencia es la primera tecnología que desafía el dominio de los láseres tradicionales. El mercado de los láseres de fibra no llegaba a los 100 millones de dólares en 2005, pero creció un 50% al año durante la mayor parte de la última década [3].

En el centro de este tipo de láser hay una sección de fibra óptica dopada con tierras raras que actúa como medio de ganancia activo. Sin embargo, varios parámetros clave hacen que el láser de fibra sea muy diferente en su funcionamiento en comparación con el láser de estado sólido bombeado por diodo (*DPSSL, diode-pumped solid-state laser*) o las tecnologías de láser de gas. En primer lugar, el núcleo de una fibra óptica actúa como una guía de ondas que confina el modo láser y determina la calidad del haz de salida de un láser de fibra. El uso de redes de Bragg en fibra (*FBG, Fiber Bragg Gratings*) inscritas en el núcleo de la fibra óptica y que actúan como reflectores para la cavidad del láser, elimina esencialmente la necesidad de cualquier componente de espacio libre dentro de la cavidad del láser. Esto también elimina cualquier posible desalineación del láser, ya que estos componentes están empalmados por fusión. Además, el núcleo reduce los efectos térmicos sobre la calidad del haz en el medio de ganancia a altos niveles de potencia, un reto importante en los DPSSL de alta potencia donde el efecto de lente térmica en el cristal de YAG es un factor importante que limita la potencia de salida de los láseres monomodo [4].

La carga térmica en la sección dopada de una fibra óptica se debe principalmente al defecto cuántico entre las longitudes de onda de bombeo y de láser. En el caso del láser de fibra, esta carga se distribuye a lo largo de una longitud relativamente larga (varios metros) en comparación con el cristal Nd:YAG utilizado en un láser DPSSL o con el Yb:YAG del láser de disco. Además, las bajas pérdidas de las fibras dopadas con Yb hacen que la eficiencia del láser supere con creces la de la mayoría de los dispositivos DPSSL y que la carga térmica global de la fibra sea baja, además de extenderse por una mayor longitud de material dopado. La superficie de la fibra también es relativamente

grande y está muy cerca del núcleo activo; permitiendo aplicar técnicas sencillas de refrigeración por conducción, lo que resulta útil para diseñar láseres de fibra refrigerados por aire que funcionen a niveles de potencia elevados sin necesidad de refrigeración por agua. Esto, a su vez, permite diseños de láseres autónomos más pequeños, flexibles y compactos en comparación con las tecnologías láser alternativas. Además, el uso de cavidades de fibra monolíticas y empalmadas permite un bobinado compacto del láser completo sin necesidad de alineación durante su vida útil [4].

Estos factores se combinan para desacoplar la calidad del haz de la potencia de salida de los láseres de fibra y simplificar en gran medida la arquitectura del láser monomodo de alta potencia. En general, el funcionamiento de los láseres de fibra monomodo con potencias de kilovatios está muy extendido. El grado de ingeniería necesario para conseguir láseres monomodo a niveles de kilovatio con tecnología DPSSL está más allá del nivel de ingeniería de muchas empresas de láseres y no son comercialmente viables. El láser de fibra está relativamente libre de patentes que impidan el uso de esta tecnología. Este es un factor importante en la adopción generalizada y rápida de la tecnología, lo que a su vez ha contribuido a reducir los costes de las fibras ópticas especiales y los componentes necesarios para su fabricación [4].

La alta eficiencia asociada al láser de fibra también tiene un gran impacto en el coste global del láser. En el caso de la mayoría de los DPSSL comerciales, el láser suele ser bombeado por diodos que operan en torno a los 800 nm y la emisión del láser se produce a 1064 nm, con una eficiencia de conversión de hasta el 25 %. En el caso del láser de fibra, los diodos de bombeo suelen estar en torno a los 940 nm y la longitud de onda de láser de onda también está en torno a los 1064 nm, con eficiencias de conversión que suelen superar el 60 % en muchos sistemas de alta potencia. Esta simple comparación indica que la potencia de bombeo necesaria es menos de la mitad para el láser de fibra en comparación con el DPSSL y, suponiendo que los costes de ambos diodos láser sean similares, cabría esperar un coste mucho menor del bombeo en el caso del láser de fibra [5].

Como ventaja adicional, la eficiencia de conversión eléctrica-óptica (E-O) de los láseres de diodo que funcionan a 940 nm tiende a ser mayor que los que funcionan a 800 nm, lo que supone una mejora adicional de la eficiencia E-O global para el láser de fibra y en comparación con el DPSSL comercial. Muchos láseres de fibra de alta potencia tienen eficiencias E-O globales en el rango del 25-30 %, con algunos hasta el 50 % [6]. Los otros factores a tener en cuenta son la fiabilidad y los costes de funcionamiento del sistema láser. En el caso del láser de fibra, se ha destacado el impacto de la alta eficiencia en el rendimiento y el coste del láser. Estas eficiencias también se traducen en menores costes de electricidad para el funcionamiento del láser [5].

El coste global de uso del láser también debe incluir el desgaste del láser y los costes de las piezas de recambio. Una de las principales ventajas de la tecnología de diodos de bombeo del láser de fibra es el uso de diodos de emisor único en lugar de la tradicional tecnología de barra utilizada en la mayoría de los DPSSL. La adopción de diodos de bombeo basados en emisores individuales mejora en gran medida la fiabilidad de los láseres de diodo en comparación con las generaciones anteriores de láseres y amplía la vida útil. La fiabilidad de estos diodos de bombeo ha llevado a una tendencia general dentro de otras tecnologías láser a cambiar a bombeos basados en un solo emisor

siempre que sea posible. La percepción de que los láseres de bombeo ya no son una parte reemplazable y desgastada del sistema ha sido un gran estímulo para la adopción de la tecnología láser [4].

Con todos estos elementos a su favor, el factor más significativo que ha impulsado la adopción de esta tecnología ha sido la mejora de la potencia de salida del láser de fibra monomodo; propiciando así que esta tecnología compita en las principales aplicaciones industriales, como el corte y la soldadura a nivel de kilovatios. El progreso en el escalado de la potencia de salida de una fibra monomodo dopada con Yb estuvo estrechamente ligado a la potencia disponible del diodo láser y, en concreto, al progreso de los diodos de alto brillo adecuados que pudieran acoplarse de forma eficiente a una única fibra dopada con Yb. Las aplicaciones de los láseres de fibra incluyen su uso en técnicas de imagen biomédicas de alta resolución, micromecanizado de precisión utilizando pulsos ultracortos, fabricación con onda continua, detección coherente y radar láser. Estos láseres pueden ser clasificados dentro de una de cuatro categorías comunes: baja potencia, alta potencia, ultrarrápidos y supercontinuos [7, 8].

El scattering estimulado de Brillouin (*SBS, Stimulated Brillouin Scattering*) tiene un papel dominante entre los efectos no lineales que pueden manifestarse en una fibra óptica debido al bajo umbral de potencia requerido para que se manifieste. Este presenta una ganancia muy eficiente, con un ancho de banda estrecho de unas decenas de MHz; permitiendo realizar láseres de fibra Brillouin (*BFL, Brillouin Fiber Laser*) que emiten líneas espectralmente estrechas, es decir, varios órdenes de magnitud más estrechos en comparación con el láser de bombeo. Esta característica puede encontrar aplicaciones como en la fotónica de microondas, el análisis espectral, la amplificación de banda estrecha y sensores distribuidos [9].

Los láseres de bloqueo de modo en el dominio de Fourier (*FDML, Fourier domain mode locking*) presentan la característica única de ser capaces de alcanzar velocidades de repetición de barrido de longitud de onda muy por encima del rango de los MHz. De ahí que hayan encontrado amplias aplicaciones, desde la tomografía de coherencia óptica ultrarrápida, pasando por la detección y los ensayos no destructivos, hasta la obtención de imágenes ópticas moleculares y funcionales e incluso la generación de pulsos láser cortos [10].

1.2. Objetivos

Dadas todas las ventajas analizadas de los láseres basados en fibra óptica y particularmente de los generados a partir del SBS y FDML, es interesante la combinación de estos para generar láseres pulsados con una alta tasa de repetición, una banda ancha sintonizable y un conjunto de desplazamientos de frecuencia Brillouin por pulso. Existen pocos estudios en esta arquitectura por lo que se considera una línea de investigación abierta, de ahí que el objetivo general del presente trabajo sea:

- Caracterizar teórica y prácticamente láseres Brillouin-FDML de cavidades en anillos.

En aras de dar cumplimiento a este objetivo general, se plantean los siguientes objetivos específicos:

- Describir los principales tipos de láseres basados en fibra óptica.
- Exponer los fundamentos teóricos del scattering Brillouin.
- Analizar los diferentes tipos de láseres Brillouin descritos en la literatura con especial énfasis en los basados en cavidades de anillo Brillouin-FDML.
- Analizar un láser FDML-Brillouin que utiliza como medio de ganancia un amplificador de fibra dopada con erbio (*EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier*).
- Analizar experimentalmente un láser Brillouin con diferentes configuraciones de bombeo, utilizando como medio de ganancia un amplificador óptico de semiconductor (*SOA, Semiconductor Optical Amplifier*).

1.3. Estructura del trabajo

Este trabajo se organiza en seis capítulos en aras de dar cumplimiento a los objetivos planteados anteriormente. El **Capítulo 2:** “*Láseres de fibra óptica*” hace un recorrido por las principales clases de láseres de fibra óptica: de baja potencia, de alta potencia, ultrarrápidos y supercontinuos. Se destacan su principio de funcionamiento, valores más representativos y aplicaciones. También se introducen los láseres basados en efectos no lineales.

El **Capítulo 3:** “*Láseres de fibra óptica basados en el efecto Brillouin*”, presenta los diferentes tipos de dispersión de luz para luego revelar la física detrás de la dispersión de Brillouin en el caso de estados espontáneos y estimulados. Se definen los parámetros más relevantes como la frecuencia de desplazamiento de Brillouin, el ancho de línea y el umbral de potencia, proporcionando una caracterización teórica completa de este fenómeno. Luego se examina la evolución de los láseres basados en el efecto Brillouin. En particular se destacan los láseres de Brillouin bombeados por el láser de bloqueo de modos en el dominio de Fourier (FDML), describiendo el principio de funcionamiento de este último como sistema esencial en esta arquitectura.

En el **Capítulo 4:** “*Análisis de láser Brillouin-FDML utilizando un EDFA como medio de ganancia*”, se analizan las mediciones realizadas en una estructura de doble anillo donde se consiguió un láser a través del scattering estimulado de Brillouin, utilizando como bombeo un láser FDML. Se analiza como el láser Brillouin alcanza su punto de trabajo óptimo en esta estructura. Se muestra la influencia de la variación de la frecuencia del filtro sintonizable sobre la potencia obtenida y de la variación del voltaje de polarización sobre la sintonización de los espectros de ganancia Brillouin en longitud de onda y frecuencia.

En el **Capítulo 5:** “*Análisis experimental del efecto Brillouin en una cavidad de anillo de fibra utilizando un SOA como medio de ganancia.*” se proponen diferentes montajes experimentales para caracterizar la señal de *scattering* de Brillouin en cavidades de anillo. En los mismos se propone el SOA como medio de ganancia con el

objetivo de conseguir un rango de sintonía mayor. Se analizan los espectros ópticos obtenidos en función de la variación de los parámetros del filtro sintonizable Fabry-Perot (*FFP-TF, Fiber Fabry-Perot-Tunable Filter*) y de la intensidad del SOA.

En el **Capítulo 6:** “*Conclusiones y líneas futuras*” Se exponen las conclusiones generales a las que se arribaron en el presente trabajo y las líneas de investigación derivadas del mismo.

2. Láseres de fibra óptica

En el capítulo anterior se mostró como la fibra óptica vino a revolucionar el campo de los láseres al permitir estructuras compactas, eficientes, de alta potencia y larga vida útil. En este capítulo se exponen el principio de funcionamiento, valores más representativos y aplicaciones de los principales tipos de láseres basados en fibra óptica: de baja potencia, alta potencia, ultrarrápidos y supercontinuos.

2.1. Láseres de fibra óptica de baja potencia

Esta categoría de láseres de fibra óptica se basa en el uso de fibra de telecomunicaciones monomodo y típicamente tienen una potencia promedio ≤ 10 W con funcionamiento en onda continua (*CW, Continuous Wave*). Dos variaciones son comunes: pulsados y láseres de alta coherencia con menos de 10 kHz de ancho de línea para aplicaciones de detección coherente.

En el caso de los pulsados pueden ser usados para iluminar una escena con seguridad para los ojos. Típicamente, tienen pulsos cerca del límite de difracción (modo LP01) en fibras de erbio a una longitud de onda de 1540 nm con ancho temporal del pulso $\Delta t_p = 5 - 10$ nsec, energía de pulso $Q_p = 50-60$ μ J a una PRF (*Pulse Repetition Frequency*) = 50-500 kHz y una potencia promedio de 4W. La iluminación por pulsos para la obtención de imágenes por rango se basa en la potencia del pico [8].

Los láseres de fibra de baja potencia con alta coherencia se basan en el principio de que las cavidades cortas tienen un largo espaciado entre modos, resultando en la emisión de un solo modo longitudinal. El estrecho ancho de línea de este único modo determina la longitud de coherencia (ver Ecuación 2.1), permitiendo a estos láseres ser usados en aplicaciones de detección que requieren estabilidad de fase sobre una larga longitud de coherencia, por ejemplo, detección coherente en radar láser y medidas interferométricas [8].

$$\tau_c = \frac{1}{2|\Delta\nu|} \quad (2.1)$$

Donde τ_c : tiempo de coherencia, $\Delta\nu$: ancho de línea frecuencial. Disponibles en los rangos de longitudes de onda de 1050 nm y 1550 nm con una potencia de salida en CW de aproximadamente 100 mW, el ancho del modo longitudinal es menor que 10 kHz con una estabilidad de frecuencia de 50 MHz. La sintonización de frecuencias es posible con un rango de 20 GHz. El rendimiento de estos láseres puede ser susceptible a vibraciones, particularmente al nivel de estabilidad de frecuencia en que son utilizados [8].

Los láseres de fibra de baja potencia, ya sean pulsados o de ancho de línea estrecho, son productos que requieren bajo mantenimiento con sistemas “*llave en mano*” y capacidades “*plug and play*”. Aunque no son alternativas robustas para su uso en pruebas de campo en términos de su estabilidad térmica y vibracional, ofrecen una

confiabilidad, tamaño, peso y consumo de potencia adecuados para instrumentación de laboratorio.

2.2. Láseres de fibra de alta potencia

La evolución de los láseres de fibra de alta potencia tuvo un rápido crecimiento a partir de 1988, tras la demostración del concepto de doble revestimiento en la fibra. Posteriormente, como se ilustra en la Figura 2.1, la potencia media de salida de los láseres de fibra de onda continua, casi limitados por la difracción, ha ido aumentando exponencialmente durante unas dos décadas: la potencia media pasó de unos pocos vatios a principios de la década de 1990 a más de 100 W a principios del nuevo siglo, y luego superó la barrera de 1 kW en 2002, alcanzando aproximadamente 10 kW en 2009.

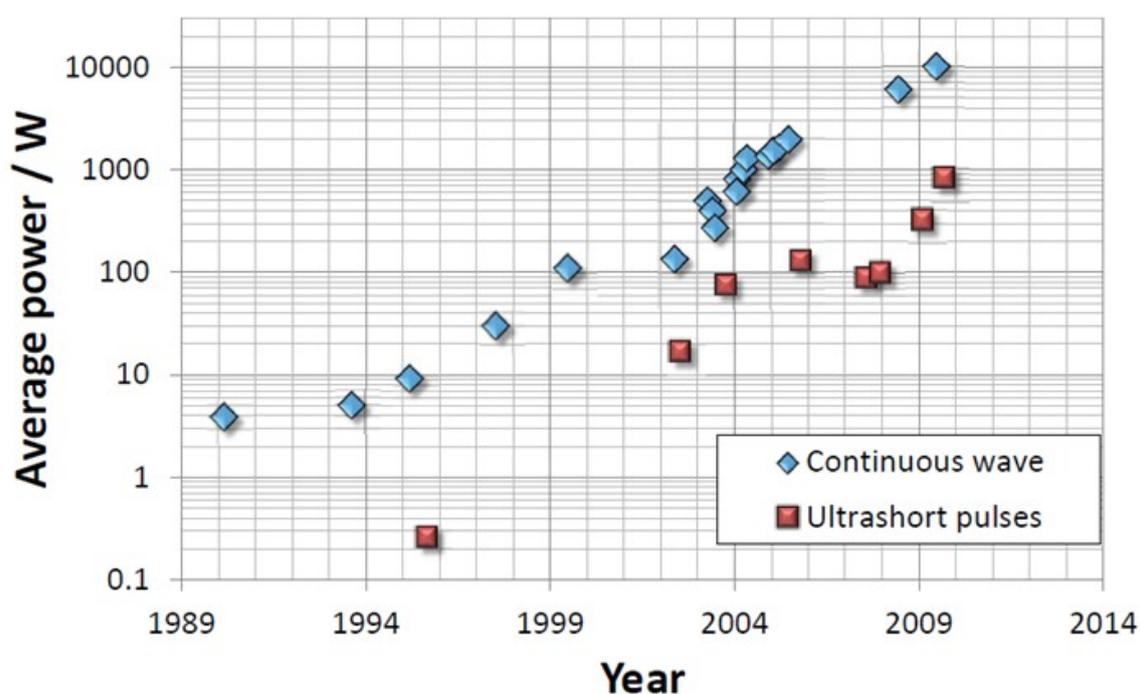


Figura 2.1: Evolución de la potencia media de los sistemas láser de fibra dopada con Yb [11].

La mayoría de las ventajas de los láseres de fibra se derivan de la geometría de la fibra. Una estructura de guía de ondas capaz de guiar la luz de forma estable a través de distancias muy largas permite obtener ganancias de paso único muy grandes como resultado del largo camino de interacción de la luz con el medio activo. Estas ganancias elevadas no sólo son ventajosas para los amplificadores, sino que también facilitan considerablemente el funcionamiento del láser y permiten la realización de resonadores muy sencillos. Además, la propagación monomodo de la luz da lugar a una calidad de haz muy elevada que es en gran medida independiente de la potencia de salida. Además, la capacidad de inscribir reflectores de banda estrecha (FBGs) directamente en el interior de una fibra y de combinar o dividir los haces de luz en una

sola fibra ha dado lugar a sistemas láser sin alineación, un avance único entre los láseres de alta potencia, y ha contribuido a la rápida adopción de esta tecnología. Por último, la gran relación superficie-volumen activo de las fibras permite extraer fácilmente el calor, lo que hace posible que las fibras activas funcionen a potencias medias muy elevadas. Estas capacidades de gestión de la energía se ven reforzadas por el uso de dopantes eficientes de tierras raras, como el iterbio, lo cual permite la operación con longitudes de onda de bombeo cercanas a la de la señal [11].

A pesar de estas ventajas, el pequeño diámetro del núcleo de la fibra ($\sim 10 \mu\text{m}$ en las fibras monomodo) y el pequeño ángulo de aceptación limitaron la capacidad de las fibras activas para aceptar la luz de bombeo en los primeros años. Esto se debe a que se requiere una alta calidad del haz (es decir, el haz puede enfocarse a un punto pequeño y tiene una divergencia relativamente baja) para acoplar eficazmente un haz a un núcleo de fibra. El desarrollo de las fibras de doble revestimiento superó esta gran limitación al proporcionar los medios para acoplar la luz de bombeo de alta potencia a las fibras activas de forma eficiente. Este concepto consiste en revestir la fibra activa con un material de menor índice de refracción (un polímero, vidrio o, más recientemente, aire) para que el revestimiento interior pueda guiar la luz. Los grandes diámetros de los revestimientos interiores utilizados para las fibras activas (cientos de micrómetros), combinados con la diferencia de índice relativamente grande entre los revestimientos interiores y exteriores, hacen que el revestimiento interior sea ideal para acoplar la luz de baja calidad emitida por los diodos de alta potencia (Figura 2.2). Esto permitió el desarrollo de la potencia media de salida representada en la Figura 2.1 [11, 12].

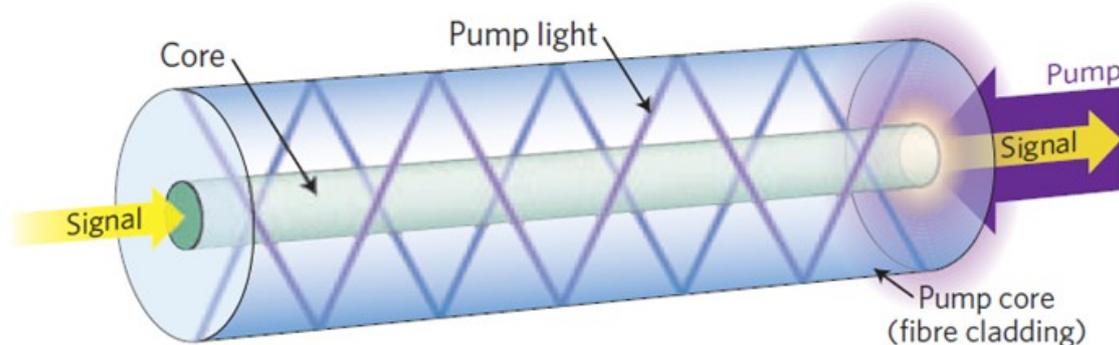


Figura 2.2: Esquema de un amplificador de fibra de alta potencia y doble revestimiento [11].

Los láseres de fibra con las mayores potencias medias actuales utilizan un perfeccionamiento de esta tecnología, conocido como bombeo en tándem. En este caso, la salida de varios láseres de fibra de doble revestimiento se combina en un único haz de alto brillo para bombear la fibra amplificadora principal. Utilizando esta estrategia, es posible bombear más cerca de la longitud de onda de emisión, reduciendo así el calentamiento provocado por el defecto cuántico. Además, la alta luminosidad de esta fuente de bombeo también permite reducir la longitud de la fibra amplificadora principal, lo que ayuda a mitigar una de las principales limitaciones de los sistemas láser de fibra: los efectos no lineales [13].

La mayoría de los efectos no lineales que se producen en una fibra óptica se

vuelven más pronunciados con un aumento del producto de la intensidad de pico y la longitud de la fibra. Por lo tanto, una forma general de mitigar simultáneamente la casi totalidad de los efectos no lineales es reducir la intensidad de la luz en el núcleo de la fibra. Esto puede conseguirse aumentando el diámetro del núcleo y, por tanto, el diámetro del campo de modo. Este método ofrece una doble ventaja: reduce la intensidad y permite utilizar fibras más cortas (ya que un núcleo más grande aumenta la absorción del bombeo para unas dimensiones de revestimiento fijas), lo que reduce aún más el impacto de los efectos no lineales. Sin embargo, el aumento del tamaño del núcleo suele dar lugar a la propagación multimodo de la luz, lo que puede reducir la calidad del haz de una fibra activa. Para preservar la propagación estrictamente monomodo en estas fibras de gran superficie, es esencial reducir la diferencia de índice entre el núcleo y el revestimiento (y, por tanto, la apertura numérica de la fibra) con el aumento del diámetro del núcleo. Sin embargo, la apertura numérica mínima que se puede conseguir con las técnicas de fabricación actuales es de ~ 0.05 , lo que limita el diámetro máximo del núcleo para un funcionamiento estrictamente monomodo a $\sim 16 \mu\text{m}$. Por lo tanto, una fibra de índice escalonado y de gran área modal con un diámetro mayor será esencialmente una guía de ondas multimodo. Sin embargo, si se utiliza una disposición de agujeros alrededor de una zona sólida de la fibra que forma el núcleo (es decir, una fibra de cristal fotónico), y se ajusta el tamaño y el espaciado de los agujeros, se pueden obtener fibras con aperturas numéricas efectivas muy bajas. Esto permite aumentar el tamaño del núcleo de la fibra, conservando el funcionamiento monomodal efectivo. Gracias a esta tecnología, se pueden obtener fibras con diámetros de núcleo tan grandes como $100 \mu\text{m}$. Lamentablemente, estos modos tan grandes son muy sensibles a la flexión y, en consecuencia, las fibras con núcleos de más de $50 \mu\text{m}$ suelen tener que mantenerse rectas. Este enfoque sacrifica, por tanto, la flexibilidad de las fibras y la capacidad de construir sistemas totalmente de fibra [14, 15].

Otra forma de aumentar el tamaño del núcleo es incorporando mecanismos en la fibra que puedan discriminar los modos de orden superior (*HOMs*, *Higher Order Modes*) del modo fundamental deseado. Esto puede hacerse introduciendo pérdidas para los HOMs o reduciendo el solapamiento de los HOMs con la región dopada, por ejemplo, concentrando el material activo justo en la sección central del núcleo. Un enfoque especialmente prometedor para realizar fibras de área de modo muy grande (es decir, fibras con diámetros de campo de modo $\geq 50 \mu\text{m}$) es la deslocalización de los HOMs. En esta técnica el diseño de la fibra asegura que la mayor parte de la energía de los HOMs se encuentra fuera del núcleo dopado, de modo que los HOMs no pueden ser excitados de manera eficiente, y además tendrán una ganancia significativamente menor que el modo fundamental. Uno de los diseños más representativos de esta visión son las *Large Pitch Fiber (LPF)* que se basan en una excitación favorecida del modo fundamental por el haz semilla, una amplificación favorecida del modo fundamental por el solapamiento del dopaje, lo que resulta en una amplificación 30 veces mayor para el modo fundamental [16, 17, 18].

Otra forma de mitigar los efectos no lineales en los sistemas de fibra pulsada es expandir la energía en el dominio del tiempo, lo que reduce el pico de energía del pulso. Esta estrategia se emplea en los sistemas de *Chirped Pulse Amplification (CPA)*: los pulsos se elongan primero en el tiempo, luego se amplifican en un sistema de fibra y, finalmente, se recomprimen para obtener duraciones de pulso cercanas a las originales

[19] (ver Figura 2.3).

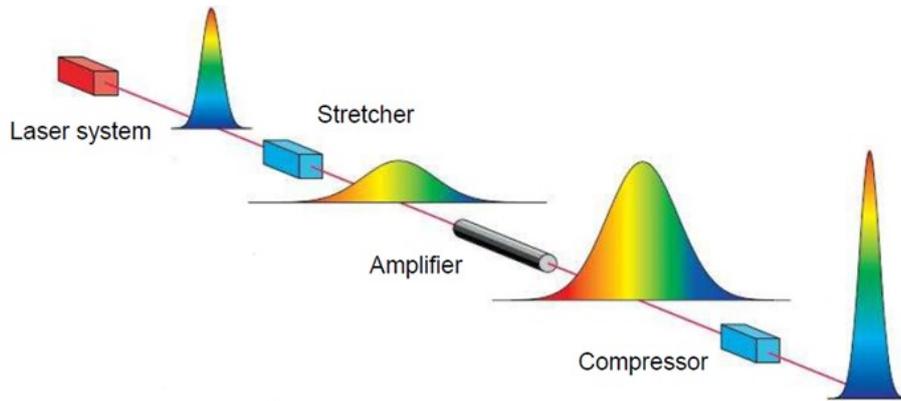


Figura 2.3: Principios de la técnica “*Chirped Pulse Amplification*” [12]

2.3. Láseres de fibra óptica ultrarrápidos

Un sistema láser de fibra ultrarrápido implica sin duda la propagación de pulsos ultracortos en el interior de fibras pasivas y activas. Debido a la larga longitud de interacción, el estrecho confinamiento de la luz en el interior del núcleo de la fibra y la elevada potencia de pico de un pulso ultracorto, dicha propagación da lugar a diversos fenómenos no lineales.

La mayoría de los láseres de fibra ultrarrápidos de uso práctico están configurados en una arquitectura de oscilador maestro-amplificador de potencia (*MOPA*, *Master Oscillator Power Amplifier*); es decir, un oscilador de fibra ultrarrápido proporciona pulsos estables, que luego son amplificados por amplificadores de fibra posteriores para aumentar la potencia media y la energía del pulso. En un sistema MOPA, en el oscilador de fibra se produce un bloqueo de modos pasivo a la velocidad de repetición fundamental. El bloqueo de modos para producir pulsos de femtosegundos se consigue mediante la absorción saturable del pulso circulante intracavitario. Dicha absorción saturable puede implementarse mediante un dispositivo sin fibra, conocido como absorbente saturable, que implica la absorción directa del material. Los espejos absorbentes saturables de semiconductores (*SESAM*, *semiconductor saturable absorbing mirrors*) es la tecnología más empleada para estos fines. El bloqueo de modo pasivo garantiza que el pulso intracavitario pueda circular de forma estable en la cavidad del oscilador de fibra. Sin embargo, la evolución del pulso intracavitario en un viaje de ida y vuelta depende en gran medida del mapa de dispersión de la cavidad. Dependiendo de la cantidad de dispersión neta de la cavidad y de su signo, el pulso que circula en el interior de la cavidad oscila entre sub-ps y >10 ps de duración, lo que corresponde a diferentes regímenes de bloqueo de modo. En la Figura 2.4 se muestra un oscilador de anillo con un espejo absorbente saturable (SAM) como dispositivo de bloqueo de modo y el subsiguiente amplificador de fibra más un compresor de prisma para dar forma al pulso [20, 21].

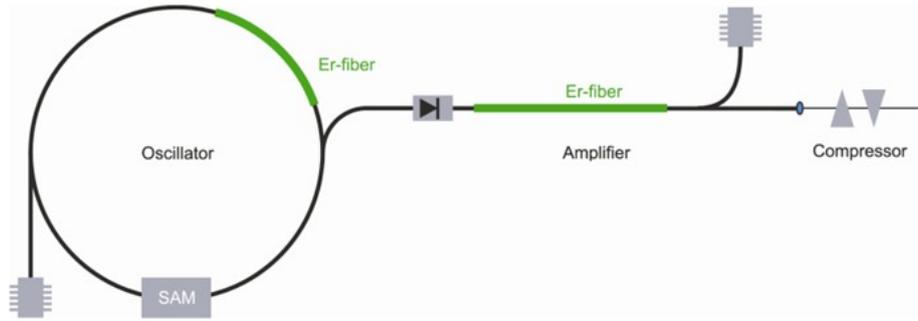


Figura 2.4: Esquema de un sistema MOPA [21]

En un sistema MOPA, el oscilador maestro sólo necesita proporcionar pulsos de baja potencia/energía. Los débiles pulsos se amplifican entonces en los subsiguientes amplificadores de fibra en órdenes de magnitud de energía de pulso o potencia media. En la mayoría de los casos, el rendimiento de un sistema láser de fibra depende en gran medida de la cantidad de desplazamiento de fase no lineal acumulado por el pulso. Hasta la fecha, la mayoría de los amplificadores de fibra que emiten una potencia media de más de 1.0 W se construyen con fibras de doble revestimiento y de gran área de modo (*LMA, Large Mode Area*) [20].

Las aplicaciones científicas e industriales pueden exigir pulsos de femtosegundos con una velocidad de repetición que va de 1 kHz a >10 GHz. La longitud de la cavidad determina la velocidad de repetición de un oscilador de fibra ultrarrápido fundamentalmente bloqueado por modo. La mayoría de los osciladores de fibra incluyen fibras ópticas de varios metros de longitud y la tasa de repetición típica es de decenas de MHz. Si se añaden más fibras pasivas a la cavidad se puede reducir la velocidad de repetición. Sin embargo, reducir la tasa de repetición por debajo de 1.0 MHz de un oscilador de cavidad anular corresponde a una cavidad de unos 200 m de longitud. Una cavidad tan larga presenta dos inconvenientes: (1) el oscilador es vulnerable a las perturbaciones ambientales, que pueden destruir el bloqueo de modo, y (2) el pulso de salida desarrolla un “*chirp*” no lineal y gigantesco que dificulta la compresión del pulso. En la aplicación práctica, los pulsos ultracortos con una tasa de repetición inferior a 10 MHz se obtienen de un sistema láser de fibra ultrarrápido mediante la selección de pulsos habilitada por un selector de pulsos acústico-óptico.

Limitada por la potencia disponible de los diodos de bombeo monomodo, el aumento de la tasa de repetición suele ir acompañado de una reducción de la energía de los pulsos. En el caso de los láseres de fibra ultrarrápidos de GHz, la energía del pulso puede ser tan baja como sub-pJ. Debido a la reducción de la energía del pulso y a la corta longitud de la fibra, el pulso intracavitario acumula menos desplazamiento de fase no lineal en cada viaje de ida y vuelta y la conformación de pulso no lineal asociada se debilita, lo que conduce a un espectro óptico más estrecho y un pulso más largo [22].

En un sistema práctico de CPA de fibra, el pulso semilla se elonga como máximo hasta una duración de 2 ns. Para evitar el efecto perjudicial de “*self-focusing*”, la potencia máxima del pulso amplificado en un amplificador de fibra debe permanecer muy por debajo de la potencia umbral catastrófica (por ejemplo, 4.0 MW para un pulso de polarización lineal amplificado en un amplificador de fibra de Yb). Estos dos

factores (es decir, la duración del pulso elongado y el “*self-focusing*”) limitan la energía del pulso amplificado. Entre los resultados comunicados, la energía de pulso más alta obtenida de un sistema CPA de fibra de Yb única (“*emisor único*”) es de unos 2.2 mJ [23].

2.4. Láseres de fibra óptica supercontinuos

La generación de láseres supercontinuos es un proceso en el que la luz láser se convierte en luz con un ancho de banda espectral muy amplio. Esto significa que la coherencia temporal es muy baja, mientras que la coherencia espacial suele seguir siendo alta [24]. El ensanchamiento espectral suele conseguirse propagando pulsos de luz a través de un dispositivo fuertemente no lineal. Por ejemplo, se puede enviar un pulso intenso (amplificado) ultracorto a través de un trozo de vidrio. Alternativamente, se pueden enviar pulsos con una energía de pulso mucho menor a través de una fibra óptica, con una estructura de guía de ondas que permite una gran longitud de propagación con una pequeña área de modo efectivo. De especial interés son las fibras de cristal fotónico, principalmente debido a sus inusuales características de dispersión cromática, que pueden permitir una fuerte interacción no lineal en una longitud significativa de la fibra. Incluso con potencias de entrada bastante moderadas, se consiguen espectros muy amplios; esto da lugar a una especie de *arco iris láser* [25].

El espectro típico para este tipo de láser generalmente se extiende desde los 400 nm hasta los 2400 nm (Figura 2.5). Los mecanismos físicos que subyacen en la generación de láseres supercontinuos de fibra óptica dependen en gran medida de la dispersión cromática y la longitud de la fibra, la duración del pulso, la potencia de pico inicial y la longitud de onda del bombeo [8, 26].

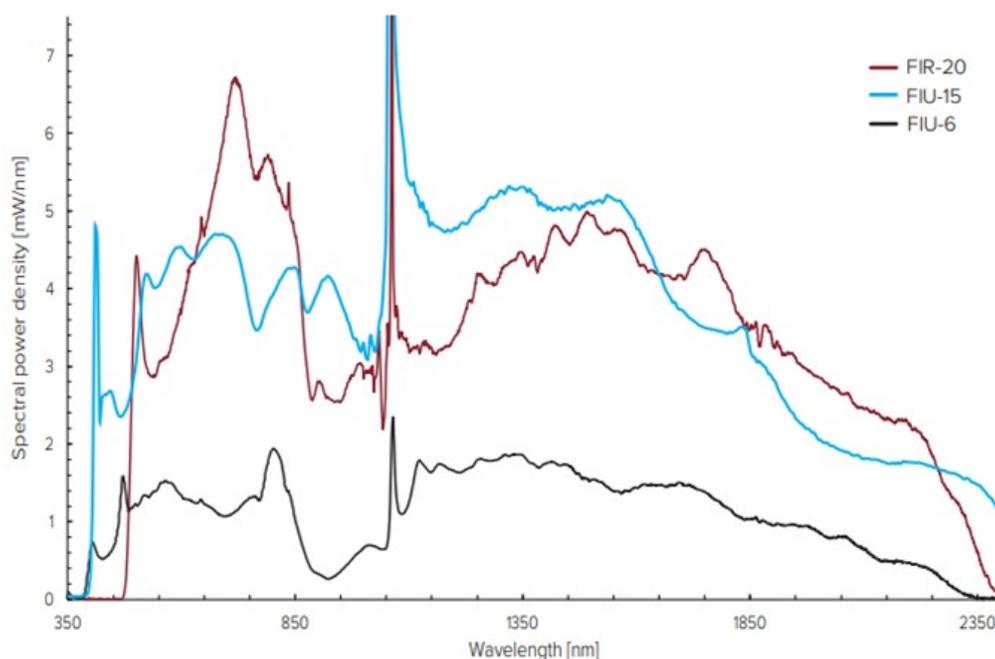


Figura 2.5: Espectro de un láser de fibra óptica supercontinuo [26].

Cuando se utilizan pulsos de femtosegundos, el ensanchamiento espectral puede estar causado principalmente por la modulación de autofase. En el régimen de dispersión anómala, la combinación de la modulación autofásica y la dispersión puede dar lugar a una complicada dinámica de solitones (pulsos con un cierto equilibrio de efectos no lineales y dispersivos), incluida la división de solitones de orden superior en múltiples solitones fundamentales (fisión de solitones). Para el bombeo con pulsos de picosegundos o nanosegundos, la dispersión Raman y la mezcla de cuatro ondas también pueden desempeñar un papel fundamental.

Las propiedades de ruido de los continuos también pueden ser muy diferentes en distintas regiones de parámetros. En algunos casos, por ejemplo, cuando la modulación autofásica es el mecanismo dominante y la dispersión es normal, el proceso es muy determinista, y la coherencia de fase de los pulsos generados puede ser muy alta, incluso en condiciones de fuerte ensanchamiento espectral. En otros casos (por ejemplo, con efectos de solitón de orden superior), el proceso puede ser extremadamente sensible a las más mínimas fluctuaciones (incluido el ruido cuántico), por ejemplo, en los pulsos de entrada, de modo que las propiedades de los pulsos ensanchados espectralmente varían sustancialmente de un pulso a otro. También puede surgir un ruido sustancial a partir de una fuerte ganancia Raman en regiones espectrales en las que la densidad espectral de potencia aún no es sustancial; eso suele ocurrir en el caso de pulsos de bombeo relativamente largos. Por lo general, es deseable utilizar una fibra altamente no lineal, que suele tener un área de modo efectivo particularmente pequeña. Sin embargo, las propiedades de dispersión cromática adecuadas suelen ser lo más importante. Las propiedades de dispersión inadecuadas apenas pueden compensarse con un área de modo más pequeña [27].

La coherencia espacial suele ser muy alta, sobre todo cuando la fuente es una fibra monomodo, como suele ser el caso. Por otro lado, el elevado ancho de banda espectral sugiere una coherencia temporal muy baja. Sin embargo, los supercontinuos generados a partir de trenes de pulsos periódicos pueden seguir teniendo una alta coherencia temporal en el sentido de que puede haber fuertes correlaciones entre los campos eléctricos correspondientes a diferentes pulsos, si el mecanismo de ensanchamiento espectral es altamente reproducible. Este tipo de coherencia es, de hecho, esencial para la generación de peines de frecuencias en fibras de cristal fotónico, y puede lograrse o no dependiendo de parámetros como la duración y la energía del pulso inicial, la longitud de la fibra y la dispersión de la misma [25].

Las fuentes de luz de supercontinuo se utilizan generalmente para fines en los que se requiere una luz con un amplio ancho de banda óptico (es decir, baja coherencia temporal) pero al mismo tiempo un alto grado de coherencia espacial, de modo que la luz pueda ser bien colimada y enfocada (con algunas limitaciones por aberraciones cromáticas). Por ejemplo, a menudo se utiliza una fuente de este tipo junto con un monocromador como fuente de luz sintonizable en espectroscopia. En comparación con un láser sintonizable, una fuente de supercontinuo puede cubrir normalmente un rango de longitudes de onda mucho más amplio. Por otro lado, su densidad espectral de potencia es mucho menor, es decir, sólo se obtiene una potencia baja, por ejemplo, transmitida a través de un monocromador de banda estrecha [28].

Otras aplicaciones, como la microscopía de fluorescencia, la obtención de imágenes de vida útil de la fluorescencia (por ejemplo, para la obtención de bioimágenes), la citometría de flujo, la caracterización de dispositivos ópticos, la generación de ondas portadoras múltiples en sistemas de comunicación por fibra óptica y la tomografía de coherencia óptica, pueden beneficiarse igualmente de las fuentes de supercontinuo. También se puede utilizar una fuente de supercontinuo para alimentar un amplificador ultrarrápido (a menudo un amplificador paramétrico óptico), donde es importante disponer de un amplio ancho de banda de entrada. La generación de supercontinuos también tiene otras aplicaciones en la física de los láseres ultrarrápidos, por ejemplo, para la detección y estabilización de la frecuencia de desplazamiento de la envolvente portadora. Esto es importante en la metrología de la frecuencia óptica [29].

2.5. Láseres de fibra óptica basados en efectos no lineales

Un amplificador de fibra óptica puede convertirse en un láser colocándolo dentro de una cavidad diseñada para proporcionar retroalimentación óptica. En principio, los efectos de dispersión Raman y Brillouin en el interior de la fibra óptica pueden utilizarse para conseguir láseres de una sola frecuencia, siempre que el ancho de banda de la ganancia no lineal o el ancho de banda del filtro asociado sea lo suficientemente estrecho como para que sólo sobreviva un modo longitudinal. De este modo, la principal diferencia entre el láser de fibra no lineal y el láser de fibra dopado con iones de tierras raras es el origen de la ganancia óptica, mientras que la configuración de la cavidad del láser es similar [30].

Construyendo un láser de fibra Raman (*RFL*, *Raman Fiber Laser*), se puede conseguir un láser de frecuencia única a longitudes de onda muy superiores al ancho de banda de ganancia de los iones de tierras raras, dependiendo únicamente de la disponibilidad de fuentes de adecuadas. Sin embargo, dado que la ganancia proporcionada por la dispersión Raman estimulada (*SRS*, *Stimulated Raman Scattering*) es bastante pequeña, la longitud típica de la cavidad necesaria para el funcionamiento eficaz de los RFL es de al menos 100 m, y entonces es difícil realizar la oscilación de un solo modo longitudinal. Por el contrario, la ganancia del SBS es mucho mayor que la del SRS. Mientras que el ancho de banda de la ganancia SBS es generalmente de varias decenas de megahercios, el del SRS es de decenas de terahercios. Además, el proceso dinámico del SBS tiene las ventajas de un filtro paso bajo que puede reducir el ruido de intensidad y frecuencia del láser de bombeo. Teniendo en cuenta estos aspectos, el láser de fibra Brillouin (*BFL*, *Brillouin Fiber Laser*) ha llamado la atención gracias a su mérito de realizar fuentes láser de frecuencia única de bajo ruido y ancho de línea estrecho [30, 31].

En el próximo capítulo se analizará detenidamente la teoría detrás del SBS y de los láseres que se pueden construir basados en este efecto. También se hará una revisión de las principales investigaciones relacionadas con los BFL, en particular sobre aquellos bombeados por los láseres FDML, siendo estos el centro de estudio de este trabajo.

3. Láseres de fibra óptica basados en el efecto Brillouin

El *scattering* Brillouin es un efecto no lineal inelástico que tiene lugar en la fibra óptica. En los sistemas de comunicaciones es un fenómeno no deseado que ha sido sorteado mediante diversas técnicas. Sin embargo, la relación lineal que guarda el desplazamiento de su espectro de ganancia con la temperatura y la deformación ha permitido el desarrollo de sensores para monitorizar estas magnitudes.

Este capítulo introduce brevemente diferentes tipos de *scattering* de la luz, para posteriormente exponer los principios físicos detrás del *scattering* Brillouin para el caso del régimen espontáneo y estimulado. Se definen los parámetros más relevantes como el desplazamiento de frecuencia Brillouin, el ancho de línea y la potencia umbral, proporcionando una completa caracterización teórica de este fenómeno.

También se revisan las principales investigaciones sobre la evolución los láseres basados en efecto Brillouin. Se examinan las principales arquitecturas tanto en operación en onda continua como en régimen pulsado. De forma particular se analizan los láseres Brillouin bombeados por láseres de bloqueo de modos en el dominio de Fourier (*FDML*, *Fourier Domain Mode Locked*) por las atractivas oportunidades que ofrecen y ser el objeto principal de este trabajo.

3.1. *Scattering* en la fibra óptica

Un haz de luz incidente puede generar diferentes tipos de dispersión cuando se propaga en la materia. Dependiendo de su intensidad, es posible diferenciar entre efectos de dispersión espontánea o estimulada. La dispersión espontánea de la luz se produce cuando se inyectan bajas intensidades en el medio y, por tanto, la dispersión de la luz se origina sin modificar las propiedades ópticas del sistema material por la presencia de este haz de luz incidente [32, 33]. Por lo tanto, el efecto de dispersión espontánea es causado por la excitación mecánica y térmica del medio con una intensidad proporcional a la intensidad del haz de luz incidente. Sin embargo, cuando la intensidad de la luz incidente es lo suficientemente mayor que un determinado umbral, las propiedades ópticas del material se modifican, convirtiéndose en un proceso no lineal. En este caso, el efecto de dispersión se convierte en estimulada [34].

Si el medio es inhomogéneo, por ejemplo, una fibra óptica, el proceso de dispersión elimina algunos fotones de la luz incidente, generando fotones dispersos que pueden estar desplazados en frecuencia y fase. Existen diferentes mecanismos de dispersión en función de la transferencia de energía del medio al fotón dispersado, existiendo dos tipos principales [34]:

- ***Scattering* elástico:** los fotones dispersados mantienen la misma energía y, por lo tanto, tienen la misma frecuencia que la luz incidente.

- **Scattering inelástico:** como resultado de una transferencia de energía entre los fotones y el medio, los fotones dispersados tienen una energía diferente y, en consecuencia, son desplazados en frecuencia. Si la energía es tomada por el medio, los fotones dispersados son desplazados hacia abajo en frecuencia y se denominan componentes de Stokes. Por el contrario, si la energía proviene del medio, los fotones dispersados se desplazan hacia arriba y se denominan componentes anti-Stokes.

En la Figura 3.1 se muestran los distintos tipos de *scattering* de la luz cuando una onda monocromática de frecuencia ν_0 se propaga a través de una fibra óptica [32]:

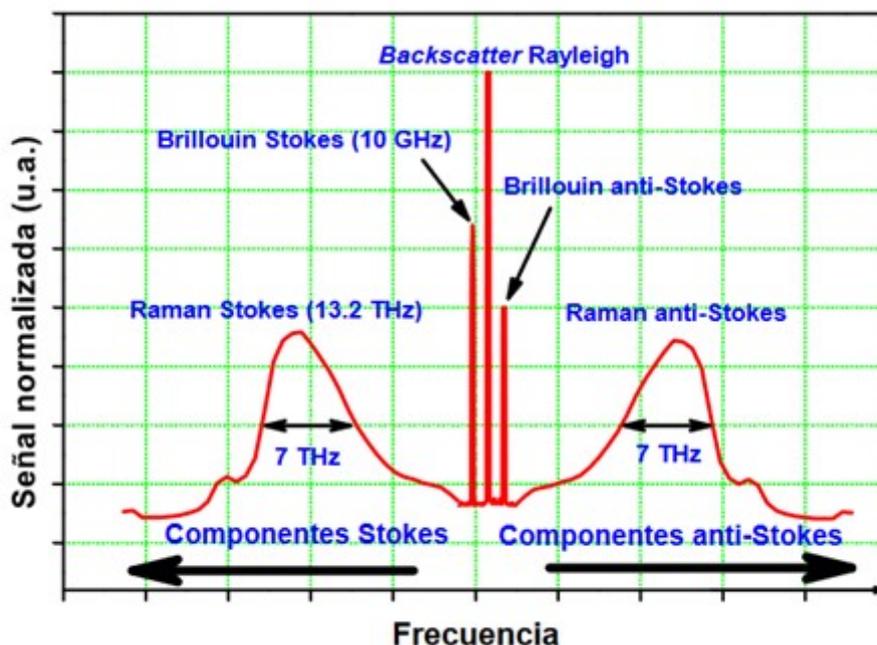


Figura 3.1: Componentes espectrales resultantes de la dispersión de la luz en un medio no homogéneo, inhomogéneo [35]

- **Scattering Rayleigh:** resulta de las fluctuaciones de la densidad fija del medio, es decir, de las variaciones del estado de organización molecular. La luz dispersada no tiene desplazamiento de frecuencia, ya que se trata de un fenómeno elástico.
- **Scattering Brillouin:** es causado por la propagación de las fluctuaciones de densidad del medio, resultante de la propagación de ondas de presión. Es una dispersión inelástica, en la que la luz es dispersada por fonones acústicos con un desplazamiento de frecuencia resultante del efecto Doppler y, por tanto, determinado por la velocidad acústica en el medio. Dependiendo de la dirección de propagación de la onda acústica, la frecuencia de la luz dispersa se desplaza hacia abajo (componente de Stokes) cuando la onda acústica se aleja de la luz incidente, mientras que la frecuencia se desplaza hacia arriba en el otro caso (componente Anti-Stokes).
- **Scattering Raman:** resultado de la interacción entre la luz y los modos de vibraciones moleculares. Los fotones incidentes intercambian energía con los fonones ópticos, que tienen más energía que las ondas acústicas que intervienen en

la dispersión Brillouin. Esto hace que la dispersión Raman sea un proceso altamente inelástico caracterizado por un desplazamiento de frecuencia tres órdenes de magnitud mayor que en la dispersión Brillouin.

3.2. *Scattering* Brillouin espontáneo

La dispersión Brillouin espontánea (*SpBS*, *Spontaneous Brillouin Scattering*) puede describirse mediante el análisis de las ondas de presión que inducen fluctuaciones en la permitividad dieléctrica. La ecuación de movimiento de una onda de presión en el campo de la acústica viene dada por [32]:

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial t^2} - \Gamma \nabla^2 \frac{\partial \Delta p}{\partial t} - v_a \nabla^2 \Delta p = 0 \quad (3.1)$$

donde Γ es la tasa de amortiguación y v_a es la velocidad acústica en el medio. Se puede considerar la siguiente onda de propagación:

$$\Delta p = \Delta p_0 e^{i(qr - \Omega t)} \quad (3.2)$$

donde $\Omega = v_a |q|$ es la frecuencia de la onda acústica y q su vector de onda. Para estudiar la interacción entre el haz de luz incidente y la onda acústica, se supone una onda monocromática dada por:

$$E = E_0 e^{i(kr - wt)} \quad (3.3)$$

donde w es su frecuencia y k es el vector de onda. La luz dispersa puede describirse mediante el uso de la ecuación de onda perturbada derivada de la ecuación de Maxwell:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (3.4)$$

donde n es el índice de refracción del medio, c es la velocidad de la luz en el vacío, μ_0 es la permitividad magnética en el vacío, E es el campo eléctrico de la onda, P es el campo de polarización inducido por los dipolos eléctricos. En el caso de la óptica lineal, la polarización inducida depende linealmente del campo eléctrico. Suponiendo que las variaciones de la densidad vienen dadas por las fluctuaciones adiabáticas de la densidad, es decir, ondas acústicas, la polarización inducida se puede expresar:

$$P = \varepsilon_0 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right) \nabla p E = \varepsilon_0 \gamma_e C_s \Delta p E \quad (3.5)$$

donde γ_e es la constante de electrostricción y ε_0 es la permitividad dieléctrica en el vacío. Combinando las ecuaciones 3.2, 3.4 y 3.5, la luz dispersada viene dada por [32]:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\frac{\gamma_e C_s}{c^2} \left[(\omega - \Omega)^2 E_0 \nabla p_0 e^{i(k-q)r - i(\omega-\Omega)t} + (\omega + \Omega)^2 E_0 \nabla p_0 e^{i(k+q)r - i(\omega+\Omega)t} \right] \quad (3.6)$$

El primer término de la Ecuación 3.6 es la componente de Brillouin Stokes con frecuencia $\omega' = \omega - \Omega$ y el vector de onda $k' = k - q$. El segundo término es la componente anti-Stokes de Brillouin con frecuencia $\omega' = \omega + \Omega$ y vector de onda $k' = k + q$.

Los fonones acústicos de la dispersión Brillouin llevan un momento que crece proporcionalmente a la frecuencia de los fonones, siendo el factor proporcional dado por la velocidad acústica del medio. La energía y el momento deben conservarse durante la interacción, en consecuencia, la observación de la dispersión Brillouin está sujeta a una condición de desajuste de fase muy estricta debido a la gran cantidad de momento que interviene en la interacción. Como la energía y el momento deben ser conservados durante cada evento de *scattering*, las frecuencias y los vectores de onda de las tres ondas (bombeo, onda Stokes dispersada y onda acústica) están relacionados por:

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s, k_B = k_p - k_s \quad (3.7)$$

donde ω_p y ω_s son las frecuencias, y k_B y k_s son los vectores de onda, de las ondas de bombeo y Stokes, respectivamente [35].

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 $|k_p| \approx |k_s|$. La frecuencia Ω_B y el vector de onda k_B de la onda acústica satisfacen la relación de dispersión estándar:

$$\Omega_B = v_a |k_b| \approx 2v_a |k_p| \sin(\theta/2), \quad |k_p| = \frac{2\pi n_p}{\lambda_p} \quad (3.8)$$

donde θ es el ángulo entre los campos de bombeo y Stokes. La Ecuación 3.8 muestra que el desplazamiento de frecuencia de la onda Stokes depende del ángulo del *scattering*. En particular, Ω_B es máxima en la dirección contra propagante ($\theta = \pi$) y se desvanece en la dirección propagante ($\theta = 0$). El máximo desplazamiento de frecuencia, conocido como desplazamiento de frecuencia Brillouin, se produce en la dirección contra propagante:

$$v_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n_p v_A}{\lambda_p} \quad (3.9)$$

donde n_p es el índice efectivo de modo a la longitud de onda de bombeo λ_p . Si se considera $v_A=5.96$ km/s y $n_p=1.45$, valores apropiados para fibras de silicio, $v_B=11.1$ GHz a $\lambda_p=1.55\mu\text{m}$ [35].

El *scattering* espontáneo de Brillouin puede ocurrir en la dirección de propagación. Esto sucede porque la naturaleza guiada de las ondas acústicas conduce a una relajación de la regla de selección del vector de onda. Como resultado, una pequeña cantidad de

luz de Stokes es generada en la dirección de propagación. Este fenómeno se denomina dispersión Brillouin de onda acústica guiada [36]. En la práctica, el espectro de Stokes muestra múltiples líneas con desplazamientos de frecuencia que varían desde 10 a 1000 MHz.

Se puede concluir que el *scattering* Brillouin espontáneo es causado por un campo de polarización que tiene una relación lineal proporcional con el campo eléctrico aplicado. Este efecto se observa en condiciones de baja intensidad, donde la luz incidente se dispersa por las fluctuaciones de las propiedades ópticas de un material, inducidas por la temperatura o efectos de punto cero cuánticos-mecánicos.

3.3. *Scattering* Brillouin estimulado

Cuando se inyecta una alta intensidad de luz se alteran las propiedades ópticas del medio, convirtiéndose en un proceso estimulado, que suelen ser mucho más eficiente que los efectos de dispersión espontánea. Como resultado de las altas intensidades utilizadas, el campo de polarización inducido por los dipolos eléctricos es ahora una función no lineal del campo eléctrico.

El proceso físico de la electrostricción es el responsable de que se produzca el *scattering* Brillouin estimulado. Este fenómeno (ver Figura 3.2), 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 la genera [32]. La presencia de forma conjunta de una onda de bombeo (E_p) y una onda Stokes (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} .

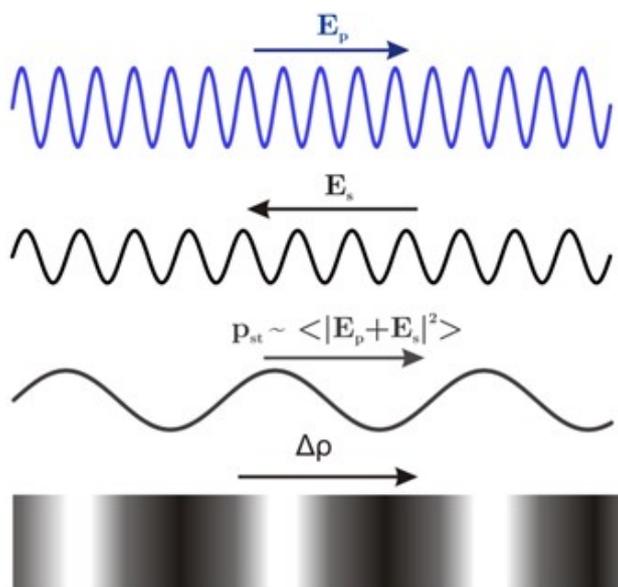


Figura 3.2: Proceso de electrostricción [37]

El efecto también se aprovecha de la interferencia generada entre dos señales, una onda de bombeo y otra de prueba que se propagan en sentido contrario en una sección de una fibra óptica. Cuando la frecuencia de interferencia entre ambas ondas es aproximadamente la frecuencia de Brillouin de la fibra, se genera una onda acústica por 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 esta. La luz dispersada se desplaza hacia abajo por el desplazamiento de frecuencia de Brillouin cuando la onda acústica se propaga en la misma dirección que la señal de bombeo, o se desplaza hacia arriba en el caso contrario, a causa del efecto Doppler asociado al movimiento de la red de difracción a la velocidad acústica propia del medio v_a . En el primer caso, la señal de Stokes se añade constructivamente a la señal de prueba, reforzando la onda acústica. En el segundo caso, la señal anti-Stokes se agota debido a la transferencia de energía a la señal de bombeo. Cuando es alcanzado el umbral necesario para la generación de SBS la onda Stokes generada porta la mayor parte de la potencia de la onda de bombeo [35, 37].

El mismo proceso de dispersión puede verse de forma mecánica cuántica como si la aniquilación de un fotón de bombeo creara un fotón de Stokes y un fonón acústico simultáneamente [35, 37]. Este proceso se representa en la Figura 3.3, 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.

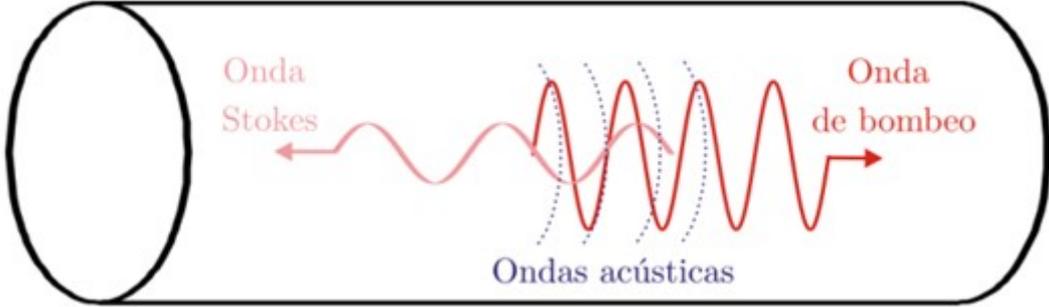


Figura 3.3: Representación esquematizada del proceso SBS en la fibra óptica [37]

El comportamiento de la onda Stokes está caracterizado por el espectro de ganancia, cuyo ancho espectral es aproximadamente 10 MHz porque está relacionado con el tiempo de amortiguación de las ondas acústicas relacionadas con el tiempo de vida de los fonones. Cuando las ondas acústicas decaen como $e^{(\Gamma_B t)}$, la ganancia de Brillouin tiene un espectro lorentziano de la forma:

$$g_B(\Omega) = \frac{g_p \left(\frac{\Gamma_B}{2}\right)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 - \left(\frac{\Gamma_B}{2}\right)^2} \quad (3.10)$$

donde el valor pico de la ganancia de Brillouin a $\Omega = \Omega_B$ está dado por:

$$g_p = g_B(\Omega_B) = \frac{4\pi^2 \gamma_e^2 f_A}{n_p c \lambda_p^2 \rho_0 v_A \Gamma_B} \quad (3.11)$$

Aquí, $\rho_0 \approx 2210 \text{ kg/m}^3$ es la densidad del material, $\gamma_e \approx 0,902$ es la constante de electrostricción de la sílice [38], y f_A es la fracción por la que se reduce la ganancia de la SBS si los modos acústico y óptico no se solapan completamente dentro de la fibra. Así, la ganancia SBS se reduce en una fracción f_A cuyo valor numérico depende del grado de solapamiento entre los modos ópticos y acústicos soportados por la fibra. Cuando los perfiles espaciales asociados a los modos ópticos y acústicos ocupan un área comparable dentro de la fibra, el valor numérico de f_A es cercano a uno. Sin embargo, puede reducirse considerablemente si la fibra se diseña para reducir el solapamiento entre los modos ópticos y acústicos que participan en el proceso SBS [39]. En un estudio de 2009, se utilizó el dopaje de aluminio para reducir este solapamiento, lo que dio lugar a un aumento de 4.3 dB en la potencia de bombeo a la que se alcanzó el umbral SBS [40]. La anchura total a la mitad del máximo (*FWHM*, *full width at half maximum*) del espectro de ganancia está relacionada con Γ_B como $\Delta v_B = (\Gamma_B/2\pi)$. El término Γ_B es el coeficiente de amortiguamiento acústico. El tiempo de vida de los fonones, $T_B = \Gamma_B^{-1}$, suele ser menor de 10 ns.

Otra forma de expresar el espectro de ganancia es la siguiente:

$$g_B(v) = g_B \frac{(\Delta v_B/2)^2}{(v - v_B)^2 + (\Delta v_B/2)^2} \quad (3.12)$$

donde g_B es el pico Brillouin a la resonancia $v = v_B$. La Figura 3.4 muestra la relación entre estos parámetros.

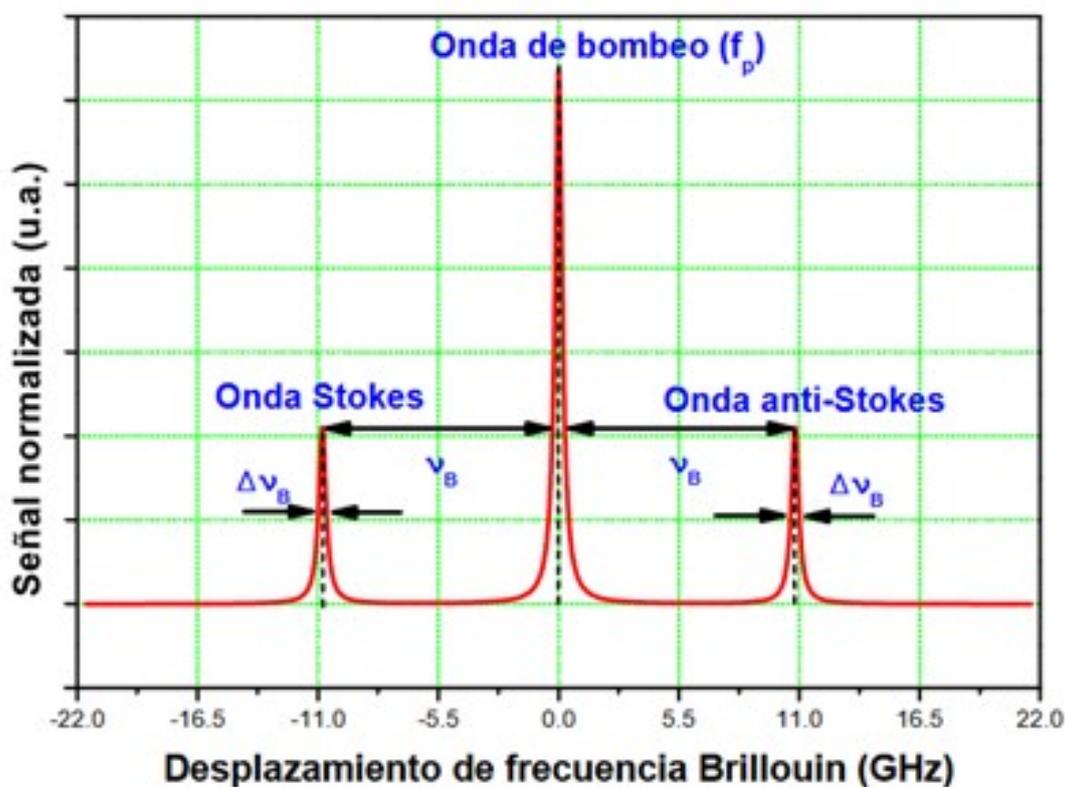


Figura 3.4: Representación esquemática del espectro del *scattering* Brillouin [37]

Experimentos indican que Δv_B depende del desplazamiento de Brillouin y varía ligeramente más rápido que Δv_B^2 ; por lo que se espera una dependencia cuadrática a partir de la teoría [41]. Teniendo en cuenta la Ecuación 3.9, en la que v_B varía inversamente con λ_p , v_B sigue una dependencia λ_p^{-2} de la longitud de onda de bombeo. Este estrechamiento del perfil de ganancia Brillouin con un aumento de λ_p cancela la disminución de la ganancia aparente de la Ecuación 3.11. Como resultado, el valor de pico g_p es casi independiente de la longitud de onda de bombeo. Si se utilizan los valores de los parámetros típicos de las fibras de sílice en la Ecuación 3.11, g_p está en el rango de $3 - 5 * 10^{-11}$ m/W [35].

El espectro de ganancia Brillouin depende considerablemente de detalles en el diseño de la fibra, de la concentración de dopantes en el núcleo y puede contener múltiples picos que tienen su origen en diferentes modos acústicos soportados por la fibra. Dado que cada modo tiene una velocidad acústica diferente v_A , también tiene un desplazamiento Brillouin diferente. La apertura numérica de la fibra también influye en la ampliación del espectro de ganancia SBS [42]. Dado que estos factores son específicos de cada fibra, v_B suele ser diferente para las distintas fibras y puede superar los 100 MHz en la región espectral de $1.55 \mu\text{m}$. Los cambios en los espectros de ganancia a altas potencias de bombeo están relacionados con el inicio de la SBS [35].

Para un bombeo de onda continua, el espectro de ganancia de Brillouin se amplía considerablemente si la anchura espectral del bombeo supera Δv_B . Esto puede ocurrir cuando se utiliza un láser multimodo para el bombeo. También puede ocurrir para un láser de bombeo monomodo cuya fase varía rápidamente en una escala de tiempo más corta que el tiempo de vida de los fonones TB. Los cálculos detallados muestran que la ganancia de Brillouin, en condiciones de bombeo de banda ancha, depende de las magnitudes relativas de la longitud de coherencia del bombeo [43, 44, 45], definida por $L_{coh} = c/n_p \Delta v_p$, y de la longitud de interacción SBS L_{int} , definida como la distancia a lo largo de la cual la amplitud de Stokes varía apreciablemente. Si $L_{coh} \gg L_{int}$, el proceso SBS es independiente de la estructura de modos del láser de bombeo, siempre que el espaciado entre modos sea superior a Δv_B , y la ganancia de Brillouin es casi la misma que para un láser monomodo después de unas pocas longitudes de interacción [46]. Por el contrario, la ganancia de Brillouin se reduce significativamente si $L_{coh} \ll L_{int}$. Esta última situación es generalmente aplicable a las fibras ópticas, donde la longitud de interacción es comparable a la longitud de la fibra L siempre que las pérdidas de la fibra no sean demasiado grandes [35].

Siempre que la onda de bombeo sea continua o casi continua, el valor máximo de ganancia de Brillouin, descrito en la Ecuación 3.11 permanece constante, lo que implica que el ancho de tiempo del pulso es relativamente grande ($\tau > TB$). En este caso, el ancho espectral Δv_p de la fuente de bombeo es mucho menor que el ancho Δv_B de la curva de ganancia de Brillouin. Si el ancho temporal del pulso es menor que la vida útil del fonón ($\tau < TB$), el valor de la ganancia máxima de Brillouin se reduce considerablemente.

En [47] se proporciona una expresión matemática para determinar la curva de ganancia de Brillouin real, teniendo en cuenta el tiempo de duración del pulso, asumiendo que este es perfectamente rectangular, y relacionada con la curva de ganancia Brillouin ideal que utiliza bombeo continuo:

$$\bar{g}_B(v) = 2e^{-\pi\Delta v_B\tau} [\cosh(\pi\Delta v_B\tau) - \cos(2\pi(v - v_B)\tau)] g_B(v) \quad (3.13)$$

En la Figura 3.5 se muestra teóricamente la relación 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 esta simulación, se utilizó un ancho de ganancia de Brillouin inicial de 30 MHz y un cambio de frecuencia de 10 GHz, una longitud de onda de bombeo de 1550 nm y valores típicos para fibras de telecomunicaciones estándar. Se puede observar que a medida que se acorta el ancho del tiempo de pulso, la curva de ganancia de Brillouin se ensancha. Esto podría afectar negativamente la resolución de medición de un sensor, en caso de que se emplee la señal Brillouin para estos fines.

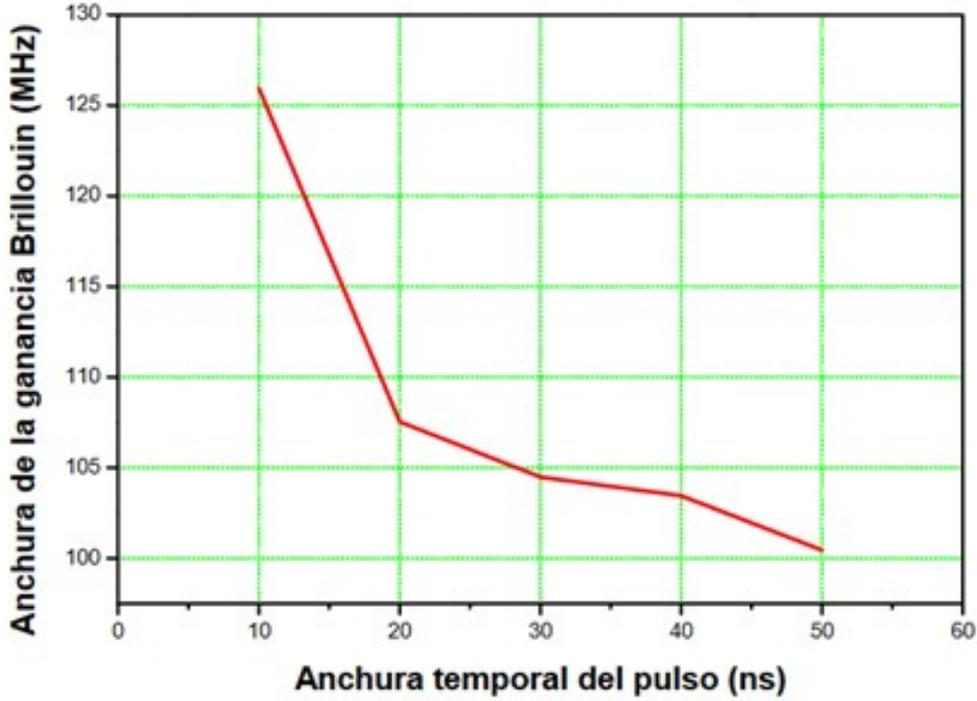


Figura 3.5: Relación entre la anchura de la curva de ganancia Brillouin y la anchura temporal del pulso utilizado como señal de bombeo [37]

La onda de Stokes para SBS se puede expresar en estado estacionario como:

$$I_S(z) = I_S(L)e^{[-\alpha(L-z)]} * e^{\left[g_B(v)I_P(0)e^{-\alpha z} \frac{1 - e^{[-\alpha(L-z)]}}{\alpha} \right]} \quad (3.14)$$

donde $I_S(L)$ es la señal de Stokes a la entrada de la fibra ($z = L$), $I_P(0)$ es la intensidad inicial de la señal de prueba y la expresión entre paréntesis del segundo término exponencial representa toda la longitud de interacción de I_S hasta el punto z . La Ecuación 3.14 muestra que la señal de Stokes crece exponencialmente debido al SBS a lo largo de su propagación y, lógicamente, también se atenúa debido al coeficiente de absorción de la fibra óptica. Esta expresión es el parámetro conocido como la longitud efectiva de la fibra, que se define convencionalmente a partir de $z = 0$:

$$L_{eff} = \frac{1/e^{(\alpha-L)}}{\alpha} \quad (3.15)$$

Como se muestra en la Ecuación 3.14, la señal inyectada crece en la dirección hacia atrás debido a la amplificación de Brillouin que se produce como resultado de la SBS. Sin embargo, cuando esta señal no se utiliza, la onda de Stokes crece a partir de la dispersión Brillouin espontánea que se inicia por fonones resultantes de la agitación térmica en la fibra. Este efecto puede modelarse inyectando un fotón ficticio por modo a una distancia en la que la ganancia es exactamente igual a la pérdida de la fibra, es decir, la potencia de la componente de Stokes a la entrada de la onda de bombeo es igual a la potencia de bombeo a la salida de la fibra. Esto se define como el umbral SBS, que se produce para una potencia de bombeo crítica:

$$P_{th} = \frac{21A_e}{g_B L_{eff}} \left(1 + \frac{\Delta v_s}{\Delta v_B} \right) \quad (3.16)$$

donde A_e es el área efectiva. Esta potencia depende fuertemente del ancho de línea de la fuente empleada como bombeo [44], siendo menor este umbral cuanto menor sea el ancho de línea de la fuente empleada, tal y como se muestra en la Ecuación (3.16). Utilizando los valores típicos de las fibras en los sistemas de comunicación óptica a 1550 nm, $A_e=80 \mu m^2$, $L_{eff} \approx 20$ km y $g_B=1,5 * 10^{(-11)}$ m/W, la potencia crítica es de aproximadamente 5,6 mW, lo que convierte al SBS en un proceso no lineal dominante.

3.4. Láseres de fibra óptica basados en el efecto Brillouin

La ganancia de Brillouin en las fibras ópticas puede utilizarse para fabricar láseres colocando la fibra dentro de una cavidad. Las propias características del efecto Brillouin estudiadas en los epígrafes anteriores hacen posible que estos láseres tengan rasgos destacables como un estrecho ancho de línea, baja potencia umbral y calidad de ganancia. Su fácil generación y sensibilidad a cambios de temperatura y deformación en la fibra lo han hecho útil para el desarrollo de sensores. Estas estructuras se fabricaron ya en 1976 [48, 49, 50, 51] y fueron un tema de estudio activo durante la década de 1990 [52, 53, 54, 55]. Tanto la geometría de cavidad anular como la de Fabry-Perot se han utilizado para fabricar láseres de Brillouin. Sin embargo, la configuración en anillo ha prevalecido ya que evita la generación de componentes Stokes de alto orden.

3.4.1. Operación en onda continua

La potencia de bombeo umbral requerida para lograr el efecto láser se reduce respecto a la dada en la Ecuación 3.16 debido a la retroalimentación proporcionada por una cavidad. En el caso de una cavidad anular, la condición de umbral puede escribirse como:

$$R_m e^{\frac{g_B P_{th} L_{eff}}{A_{eff} - \alpha L}} = 1 \quad (3.17)$$

donde L_{eff} es la longitud de la cavidad, R_m es la fracción de potencia de Stokes devuelta después de cada viaje de ida y vuelta.

En 1982, la potencia umbral se redujo a tan sólo 0,56 mW [51] utilizando un resonador anular totalmente de fibra. Las pérdidas en la cavidad de ida y vuelta eran sólo del 3,5% para esta cavidad anular. Una pérdida tan baja dio lugar a un aumento de la potencia de bombeo por un factor de 30 dentro de la cavidad anular. Se utilizó un láser de He-Ne a 633 nm como fuente de bombeo debido a su bajo umbral. Luego comenzaron a utilizarse láseres de semiconductores para el bombeo de los láseres de Brillouin, dando lugar a un dispositivo compacto [52]. Estos láseres se utilizan regularmente en giróscopos láser para la detección de la rotación inercial.

Generalmente, los láseres de fibra de Brillouin utilizan una cavidad anular para evitar la generación de múltiples líneas de Stokes a través de SBS en cascada. El rendimiento de un láser de Brillouin en anillo depende de la longitud de la fibra L utilizada para hacer la cavidad, ya que esta determina el espaciamiento de los modos longitudinales a través de $\Delta v_L = c/(n_{eff}L)$, donde n_{eff} es el índice de modo efectivo. En el caso de fibras cortas en las que $\Delta v_L > \Delta v_B$, donde Δv_B es el ancho de banda de la ganancia Brillouin (normalmente 20 MHz), el láser de anillo funciona de forma estable en un único modo longitudinal. Estos láseres pueden diseñarse para tener un umbral bajo [51] y para emitir luz en CW con un espectro estrecho [53]. Por el contrario, un láser de anillo Brillouin opera en múltiples modos longitudinales cuando $\Delta v_L \ll \Delta v_B$, y el número de modos aumenta con la longitud de la fibra. En 1981 se observó que estos láseres requerían una estabilización activa intracavitaria para funcionar de forma continua [50]. Su salida puede volverse periódica, e incluso caótica, bajo algunas condiciones [35].

Una aplicación significativa de los láseres CW Brillouin es su utilización como giroscopios láser sensibles. Los giroscopios láser activos utilizan el anillo de fibra como cavidad láser. La velocidad de rotación se determina midiendo la diferencia de frecuencia entre los haces láser contra propagantes. La no linealidad de la fibra afecta al rendimiento de un giroscopio de fibra láser Brillouin a través de la no reciprocidad inducida por el XPM (*Cross-phase modulation*) y constituye una fuente importante de error [54, 55].

Una configuración que se ha desarrollado ampliamente son los láseres híbridos de fibra Brillouin-erbio (*BEFL, Brillouin Erbium Fiber Laser*), que son capaces de operar en varias longitudes de onda simultáneamente o en un solo modo, cuya longitud de onda es sintonizable en un amplio rango [56, 57]. Con la incorporación de un amplificador de fibra dopada con erbio (EDFA) dentro de la cavidad del láser Brillouin se proporciona ganancia en 40 nm de ancho de banda. El EDFA se bombea de forma que su ganancia esté por debajo del umbral de ganancia de la cavidad. La adición de la ganancia Brillouin permite al láser alcanzar el umbral en el estrecho ancho de banda Brillouin y generar la línea de Stokes de primer orden. Esta línea actúa como bombeo para crear la línea de Stokes de segundo orden, y el proceso se repite una y otra vez, generando múltiples longitudes de onda espaciadas exactamente por el desplazamiento de Brillouin v_B de unos 11 GHz [58]. Dado que el bombeo y sus Stokes correspondientes deben propagarse en la dirección opuesta, los Stokes de orden par e impar viajan en direcciones opuestas cuando se utiliza una cavidad anular. Como resultado, la salida

en cualquier dirección consiste en modos láser separados por $2v_B$. Este problema puede resolverse si se emplea una cavidad Fabry-Perot porque entonces todas las ondas se propagan en ambas direcciones [35].

En algunas aplicaciones, es deseable la sintonización del peine de frecuencias generado dentro de un láser de fibra Brillouin. En [59] se utilizó un bucle Sagnac de 18 cm de fibra que mantiene la polarización como filtro óptico para sintonizar la salida del láser. Este filtro sintonizable selecciona diferentes ventanas espectrales de la emisión espontánea amplificada producida por el EDFA, mientras que la ganancia SBS genera un peine de frecuencias dentro de esta ventana. El láser produjo su salida en 12 longitudes de onda sintonizables sobre 14.5 nm.

En [50] se logró un rango de sintonía mayor. A una potencia de bombeo Brillouin fija, una mayor potencia de bombeo EDFA provocaba una competencia de modos y producía un menor rango de sintonía. Por otro lado, una mayor potencia de bombeo Brillouin suprimió los modos de la cavidad EDFA, redujo el número de Stokes generados y permitió que la señal desplazada de Stokes tuviera lugar en un rango de sintonía más amplio. Se sintonizaron simultáneamente dos Stokes con un rango de sintonía tan amplio como 60 nm a 10 mW y 13 dBm de potencias de bombeo de EDFA y Brillouin respectivamente, mientras que se sintonizaron hasta seis Stokes de Brillouin en un rango de 25.7 nm desde 1542.5 hasta 1568.2 nm, a 13 dBm y 90 mW de potencias de bombeo de EDFA y Brillouin respectivamente, con longitud de onda a 980 nm. El amplio rango de sintonía de Stokes se consiguió inyectando altas potencias de bombeo de Brillouin para saturar la ganancia del EDFA en la cavidad del láser. La Figura 3.6 muestra la arquitectura de esta cavidad.

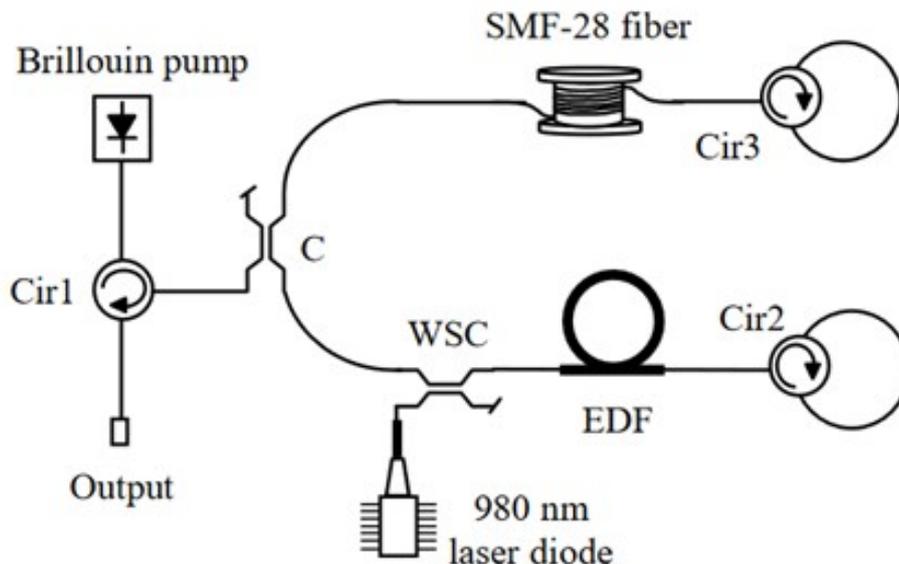


Figura 3.6: Montaje experimental de una cavidad lineal de un láser Brillouin-EDFA [50]

En otra configuración, el bombeo para lograr SBS se genera internamente a través de “autosiembrado” y solo se necesita un láser para bombear el EDFA (ver Figura 3.7). La cavidad anular contiene un EDFA de 16 m de longitud y 5 km de SMF (*Single*

Mode Fiber) para producir la ganancia SBS. Un bucle Sagnac, construido con una fibra que mantiene la polarización (*PMF, Polarization Maintaining Fiber*), se utiliza como espejo. Este espejo duplica la ganancia SBS, ya que la luz pasa por la fibra de 5 km dos veces en cada viaje de ida y vuelta. El bombeo de Brillouin se genera primero con la “autosembrado” proporcionada por la emisión espontánea amplificada del EDFA. A continuación, este bombeo crea múltiples líneas de Stokes mediante la ganancia SBS. Este láser produjo hasta 120 líneas de Stokes con niveles de potencia casi iguales que estaban separados por el desplazamiento de Brillouin de 11 GHz y ocupaban una ventana espectral de 12 nm dentro del ancho de banda de la ganancia del EDFA [59].

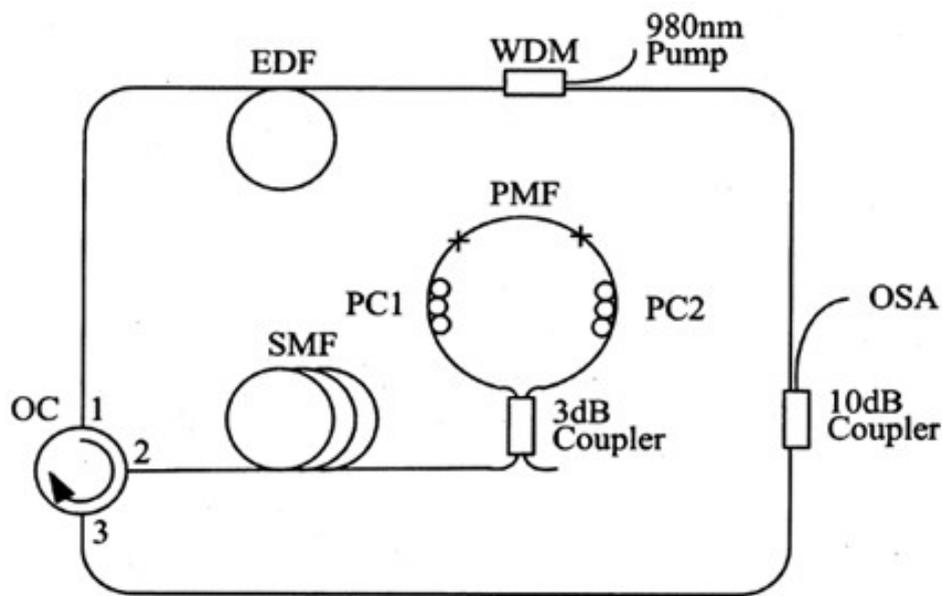


Figura 3.7: Esquema del BEFL multilongitud de onda con autosembrado [59].

3.4.2. Operación en régimen pulsado

Los láseres Brillouin con largas cavidades pueden emitir un tren de pulsos aplicando diferentes técnicas. En un trabajo de 1978 se lograron pulsos limitados en ancho de banda formados por el bloqueo estable de fase de diez modos longitudinales en la cavidad, colocando un modulador de amplitud dentro de la misma. Fueron observados pulsos de 7-8 ns a una frecuencia de 8 MHz, determinada por la longitud de la cavidad [48].

Una interesante manera de generar pulsos de Stokes cortos a partir de un láser Brillouin, emplea bombeo sincrónico usando un tren de pulsos con bloqueo de modos. La longitud de la cavidad anular debe ser ajustada de tal manera que el tiempo de ida y vuelta sea igual a la separación entre los pulsos de bombeo. Cada pulso de bombeo es tan corto que no es posible excitar de forma significativa la onda acústica. Debido a un efecto acumulativo de múltiples pulsos de bombeo, la onda acústica puede alcanzar una amplitud considerable, tras lo cual se genera un pulso de Stokes breve a través del SBS transitorio. Con esta técnica se produjeron Stokes de 200 ps de duración al aplicar pulsos de bombeo de 300 ps con un láser Nd:YAG en bloqueo de modo

[60]. También es posible generar trenes de pulsos con bombeo continuo mediante un mecanismo de autopulsación no lineal. Los pulsos tienen una duración de 20-30 ns y son emitidos con una frecuencia aproximadamente igual a la separación del modo longitudinal $\Delta\nu_L = 1/t_r$ donde t_r es el tiempo de ida y vuelta.

Ni los efectos dispersivos ni los no lineales desempeñan un papel importante en la determinación del umbral de autopulsación en los láseres Brillouin. La estabilidad del estado de onda continua depende del parámetro de bombeo $g_0 = g_B P_0 / A_{eff}$, definido como la ganancia de pequeña señal a la potencia de bombeo P_0 . El estado CW es inestable siempre que la potencia de bombeo P_0 satisfaga la desigualdad:

$$\ln\left(\frac{1}{R}\right) < g_0 L < 3 \ln\left(\frac{1+2R}{3R}\right) \quad (3.18)$$

donde R es el nivel de retroalimentación para el campo de Stokes después de un viaje de ida y vuelta dentro de la cavidad del anillo. El umbral de emisión láser se alcanza cuando $g_0 L = \ln(1/R)$, pero no emitirá luz CW hasta que $g_0 L$ sea lo suficientemente grande para estar fuera del dominio de inestabilidad predicho por la Ecuación 3.2. Teniendo en cuenta que el dominio de inestabilidad disminuye a medida que R se acerca a 1, es fácil concluir que se puede lograr una operación CW estable de bajo umbral en una cavidad anular de baja pérdida [51]. La potencia de bombeo a la cual el funcionamiento en CW es posible se eleva cuando $R \ll 1$ (cavidades de altas pérdidas) [35, 61].

El láser emite una serie de pulsos en la región inestable, excepto cerca del límite de inestabilidad, la salida del láser exhibe oscilaciones periódicas cuya frecuencia depende del número de modos longitudinales soportados por el láser. Además, en esta región de transición, el láser exhibe un comportamiento biestable, es decir, la transición entre los estados CW y periódico se produce a diferentes niveles de bombeo, dependiendo del aumento o disminución de P_0 . Durante el régimen de auto pulsación, el láser emite un tren de pulsos ópticos. La salida del láser presenta transientes (Stokes) que duran cientos de viajes de ida y vuelta. Al final se forma un tren de pulsos regular, de manera que se emite un pulso casi una vez por cada viaje de ida y vuelta (Figura 3.8). Esto fue obtenido experimentalmente usando dos láseres Brillouin, uno bombeado a 514 nm por un láser de ion-argón y el otro a 1319 nm por un láser de Nd:YAG. Los láseres emitieron un tren de pulsos cuando el bombeo cumplió la Ecuación 3.18. De esta manera, un láser de anillo Brillouin puede diseñarse para emitir un tren de solitones o pulsos, con una anchura de 10 ns y una tasa de repetición ~ 1 MHz, determinada por el tiempo de ida y vuelta de la cavidad del anillo [35, 61].

En [62] una cavidad en anillo de 10 km de fibra fue bombeada con un láser CW a 1550 nm. Debido a la retroalimentación se generó un peine de frecuencias a través del proceso en cascada de SBS. El láser fue capaz de emitir pulsos de 10 a 20 ps a una frecuencia de 11 GHz, la cual coincide con el desplazamiento Brillouin de la fibra utilizada. Es destacable el hecho que el SBS pueda utilizarse para producir pulsos mucho más cortos que el tiempo de vida de los fonones. El proceso SBS en sí mismo sólo depende de la potencia media del tren de pulsos. Es el bloqueo de fase de los diferentes órdenes de SBS lo que produce un tren de pulsos con bloqueo de modo [35].

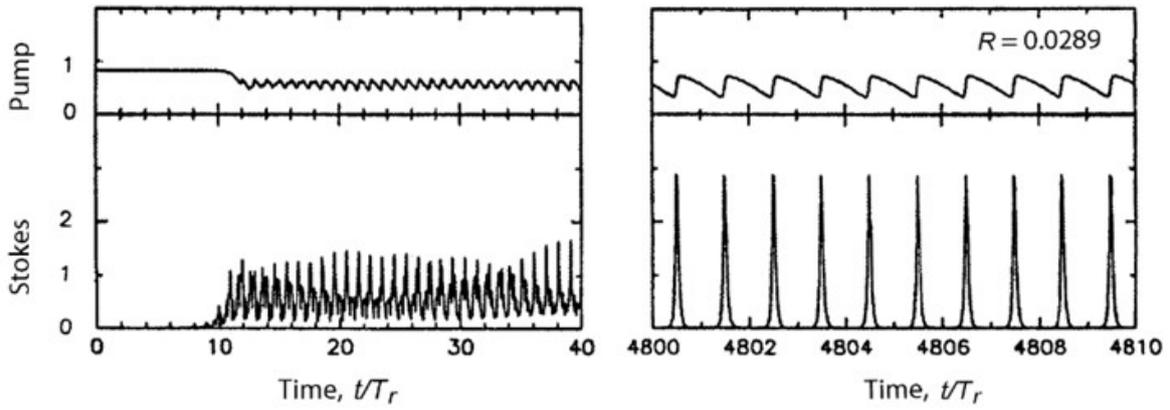


Figura 3.8: Evolución de la amplitud de las ondas de bombeo y Stokes para el régimen de auto pulsación [61].

3.5. Láser Brillouin bombeado por láser de bloqueo de modos en el dominio de Fourier (FDML)

Una forma común de bombear los láseres Brillouin es a través de un diodo láser de retroalimentación distribuida (*DFB, Distributed Feedback Laser*). En algunas aplicaciones es necesaria la sintonización de longitud de onda sobre un rango relativamente amplio, pero la longitud de onda de los láseres DFB solo puede ser tuneada alrededor de $5 * 10^{-2}$ nm/°C y de $5 * 10^{-2}$ nm/mA, estando limitado el rango de operación del láser Brillouin.

En [63] se propuso por primera vez el láser de bloqueo de modos en el dominio de Fourier (FDML), que utiliza una larga línea de retardo de fibra intracavitaria para almacenar toda la señal de barrido a fin de evitar la acumulación láser a partir de la emisión espontánea. El láser FDML consigue aumentar la tasa de barrido de los láseres de barrido convencionales de decenas de kilohercios a cientos de kilohercios e incluso varios megahercios si se adopta la multiplexación de frecuencias [64]. Este láser se ha utilizado con éxito en sistemas de OCT (*Optical Coherence Tomography*) como fuente de barrido con resolución a escala micrométrica, en sensores de fibra óptica como la configuración de rejilla de fibra de Bragg (FBG), medición de vibraciones de alta velocidad y medición del índice de refracción, generación de microondas, generación de pulsos de picosegundos y sistemas de espectroscopía.

Como se ha visto anteriormente el láser de cavidad de anillo de fibra Brillouin es una configuración que se ha estudiado ampliamente debido a características importantes como un estrecho ancho de línea, baja potencia de umbral, calidad de ganancia del efecto no lineal, y la fácil configuración experimental. El láser de bloqueo de modo en el dominio de Fourier (FDML) permite realizar barridos de frecuencia óptica de alta velocidad y banda ancha, lo que permite la operación del láser Brillouin en un rango mayor de longitudes de onda. Sin embargo, existen pocas investigaciones que combinen las ventajas del láser FDML con los basados en el efecto Brillouin.

En [65] se presentó un láser de fibra Brillouin pulsado y sintonizable en longitud de onda, bombeado por un láser de bloqueo de modo en el dominio de Fourier (FDML),

con una frecuencia de 4.2 kHz. Se utilizó una cavidad de fibra en anillo de 18.5 km para la amplificación de la señal Stokes, dentro de un anillo primario empleado para la generación del láser FDML. Esta cavidad primaria es formada por un amplificador EDFA como medio de ganancia y un filtro Fabry-Perot (FFP-F) para el filtrado óptico sintonizable (Figura 3.9). Se consiguió un rango de sintonía espectral de 2.54 nm centrado en 1531 nm, ajustando el voltaje offset del FFP-F. Por otra parte, se obtuvo una variación del ancho espectral de la línea láser desde 0.282 a 0.462 nm, regulando la amplitud de la señal sinusoidal moduladora aplicada al FFP-F. En el dominio temporal se midió un pulso de 6.5 μ s con una potencia de salida de -7.0 dBm.

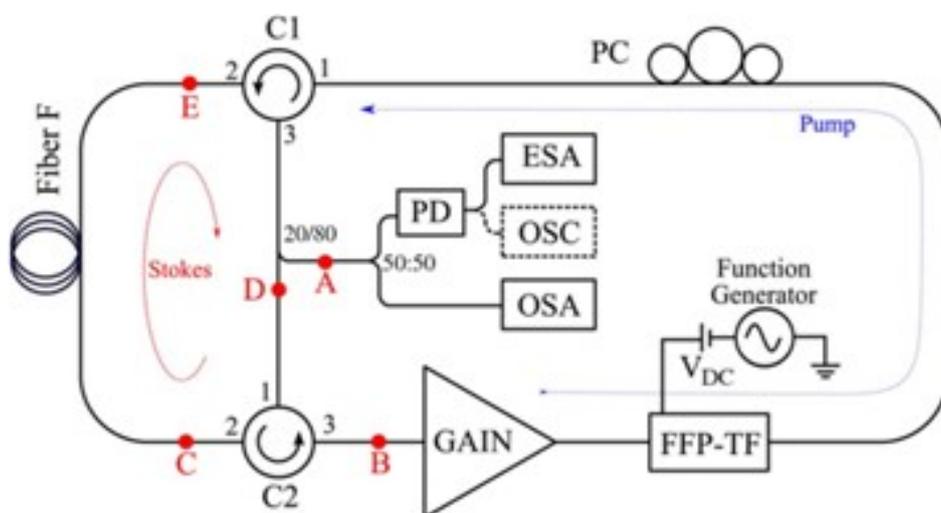


Figura 3.9: Montaje experimental del láser Brillouin-FDML de doble cavidad anular [65]

En [66] se propone un sensor de temperatura integral basado en un anillo láser de Brillouin alimentado por un láser FDML (Figura 3.10).

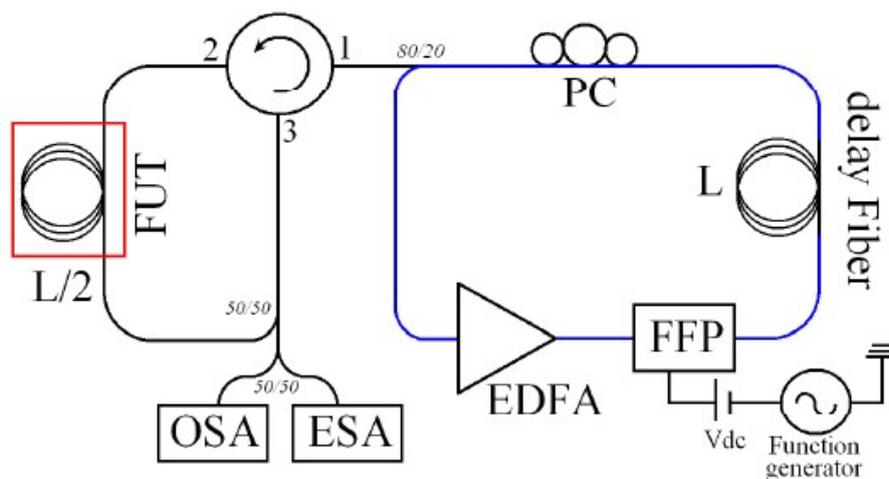


Figura 3.10: Configuración del sensor integral de temperatura basado en un anillo láser de Brillouin alimentado por un láser FDML [66].

El anillo láser FDML fuente emite a 1532 nm en un rango de 5.0 nm. La longitud de onda de trabajo viene dada por la sintonización de la tensión de offset aplicada a un filtro sintonizable Fabry-Perot (FFP-TF). El ancho de línea del láser FDML se fijó en 0.136 nm, lo que permitió una respuesta Brillouin más eficiente en la fibra óptica sin aumentar el umbral de Brillouin. El ancho de línea del láser FDML se controló ajustando la modulación de amplitud de la señal de accionamiento aplicada en el FFP-TF. Este método evita el uso de moduladores electroópticos, láseres sintonizables y permite el uso de señales fuertes para determinar las variaciones de frecuencia.

3.5.1. Principio de funcionamiento del láser FDML

La Figura 3.11 muestra el esquema típico de un láser FDML. Un medio de ganancia con ensanchamiento de línea no homogéneo, por ejemplo, un amplificador óptico semiconductor (SOA) o amplificadores de fibra dopada con erbio (EDFA) se utilizan para amplificar la señal. Un filtro de paso de banda sintonizable ya sea un filtro sintonizable Fabry-Pérot o un filtro sintonizable basado en un escáner poligonal, es accionado por una señal eléctrica periódica para fijar la longitud de onda transitoria. En la cavidad del láser FDML se inserta un retardo óptico largo formado por una fibra monomodo, una fibra de compensación de la dispersión o una combinación de ambas para regular toda la señal de barrido.

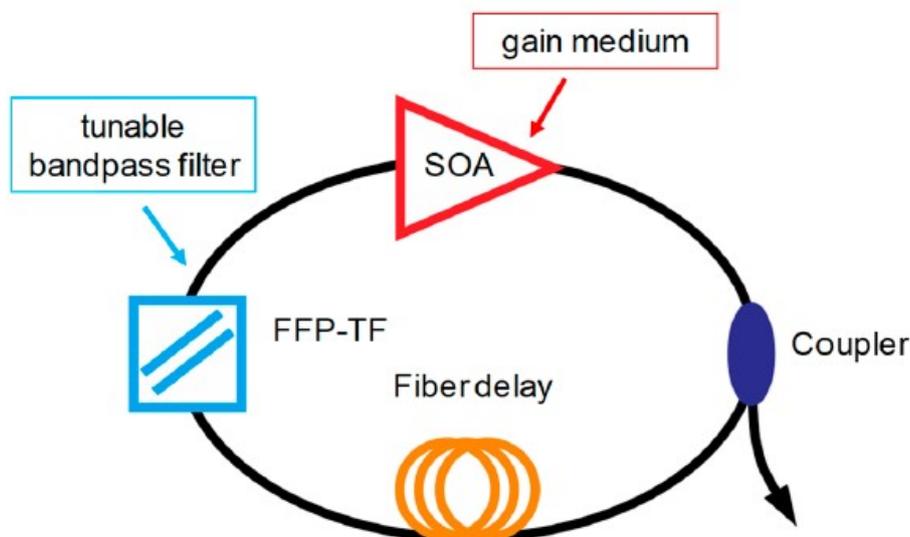


Figura 3.11: Esquema típico de un láser de fibra FDML [67]

El principio básico de los láseres FDML es que la frecuencia que acciona el filtro sintonizable está sincronizada con el tiempo de ida y vuelta de la cavidad, que viene dado por:

$$f_{rt} = \frac{c}{nl_c} \quad (3.19)$$

donde f_{rt} es la frecuencia asociada al recorrido de ida y vuelta de la luz dentro de la cavidad, n es el índice de refracción efectivo de la fibra óptica, l_c es la longitud

total de la cavidad incluyendo la longitud de la fibra de retardo y otros componentes y c es la velocidad de la luz en el vacío [67].

En un láser FDML, una señal con una determinada longitud de onda portadora pasa a través del filtro cuando la longitud de onda central del filtro se sintoniza con la longitud de onda deseada. Después de atravesar el filtro, la señal láser se propagará en la cavidad láser y llegará de nuevo al filtro cuando la longitud de onda de transmisión del filtro se sintonice de nuevo con la misma longitud de onda. Por lo tanto, la luz del viaje de ida y vuelta anterior se acopla de nuevo al medio de ganancia y el láser no tiene que acumularse a partir de la emisión espontánea. La señal barrida pasará a través del filtro sin pérdidas significativas. Un barrido de frecuencias entero es ópticamente almacenado en el retardo óptico de la cavidad. Por lo tanto, en una posición temporal determinada, el filtro de barrido actúa como un filtro espectral casi estático, como se muestra en la Figura 3.12 (a), que filtrará el espectro y mejorará la coherencia temporal de la señal. En un láser FDML, las modulaciones de las distintas longitudes de onda se aplican en momentos diferentes. El principio de un láser FDML también puede entenderse considerando una sola longitud de onda, como se muestra en la Figura 3.7 (b). La señal de una determinada longitud de onda dentro del rango de barrido está bloqueada la mayor parte del tiempo, excepto cuando el filtro está sintonizado a esa longitud de onda [67].

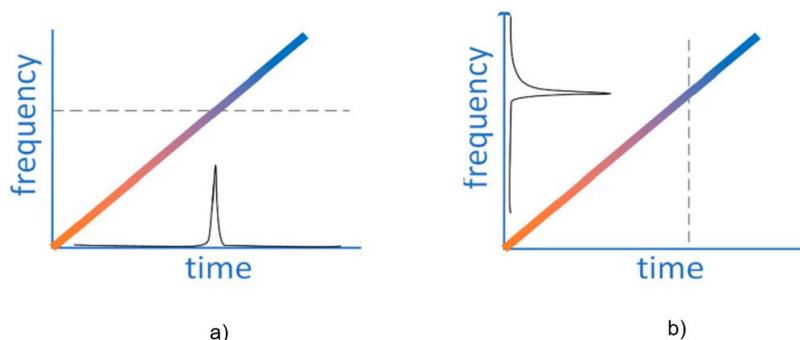


Figura 3.12: El principio de funcionamiento de un láser de fibra FDML desde el punto de vista de (a) una sola longitud de onda y (b) un tiempo determinado [67].

En un funcionamiento ideal, los barridos de frecuencia secuenciales tienen la misma evolución de fase y son coherentes entre sí. El filtro óptico de banda estrecha disipa poca energía porque la luz retro acoplada sólo contiene frecuencias que se ajustan al filtro de la ventana de transmisión en cada momento. En el dominio de la frecuencia, esto requiere interferencia destructiva de todos los modos longitudinales que no se transmiten a través del filtro de banda estrecha en un momento dado. Por lo tanto, las fases de los modos longitudinales deben estar bloqueadas. Los láseres estándar con bloqueo de modo tienen modos longitudinales bloqueados con fase constante, lo que corresponde a la generación de un tren de pulsos cortos a una tasa de repetición igual al tiempo de ida y vuelta de la cavidad. Los láseres con bloqueo de modo en el dominio de Fourier tienen modos bloqueados con una relación de fase diferente. La salida del láser no es un tren de pulsos cortos, sino un tren de barridos de frecuencia o de pulsos muy largos y chirriados. El filtrado de banda estrecha sintonizable es equivalente a un número infinito de moduladores de amplitud de banda estrecha que están ligeramente

desfasados de fase. El bloqueo de modo en el dominio de Fourier se realiza mediante modulación espectral periódica, en lugar de la modulación de amplitud. Esto puede verse como el análogo del dominio de Fourier del bloqueo de modo para la generación de pulsos cortos [63].

En la práctica la longitud de onda λ_0 en el FFP-TF se selecciona ajustando un voltaje de polarización V_{Bias} , por lo que la longitud de onda en la cavidad anular FDML puede ser fácilmente sintonizada en un amplio rango. El rango de longitudes de onda está limitado principalmente por el medio de ganancia. Cuando el FFP-TF es modulado por una señal sinusoidal $V_m \sin(2\pi f_d t)$, se debe cumplir que la frecuencia del filtro es la mitad de la frecuencia con la que viaja la luz a través de la cavidad ($f_r t = 2f_d$), esto es debido a que los valores de longitud de onda seleccionados por el FFP-TF en el primer cuadrante de $\sin(2\pi f_d t)$, son los mismos seleccionados en su segundo cuadrante (ver la Figura 3.13). Esta señal accionadora también define el ancho de línea del láser FDML mediante la expresión:

$$\Delta\lambda = C_\lambda V_m [\sin(2\pi f_d t_1) - \sin(2\pi f_d t_0)] \quad (3.20)$$

Donde C_λ es una constante que relaciona la longitud de onda del láser y el voltaje en el FFP-TF; V_m es la amplitud de la señal sinusoidal, t_1 y t_0 son el tiempo donde esta señal es máxima y mínima, respectivamente. Si t_0 es igual a $(1/4f_d)$ y t_1 a $(3/4f_d)$, entonces $\Delta\lambda = -2C_\lambda V_m + C_\lambda V_{Bias}$ que es un múltiplo de la banda pasante del FFP-TF ($\sigma\lambda$). Cuando $V_m = 0$, $\Delta\lambda$ no es cero, sino igual a $\delta\lambda$ [66].

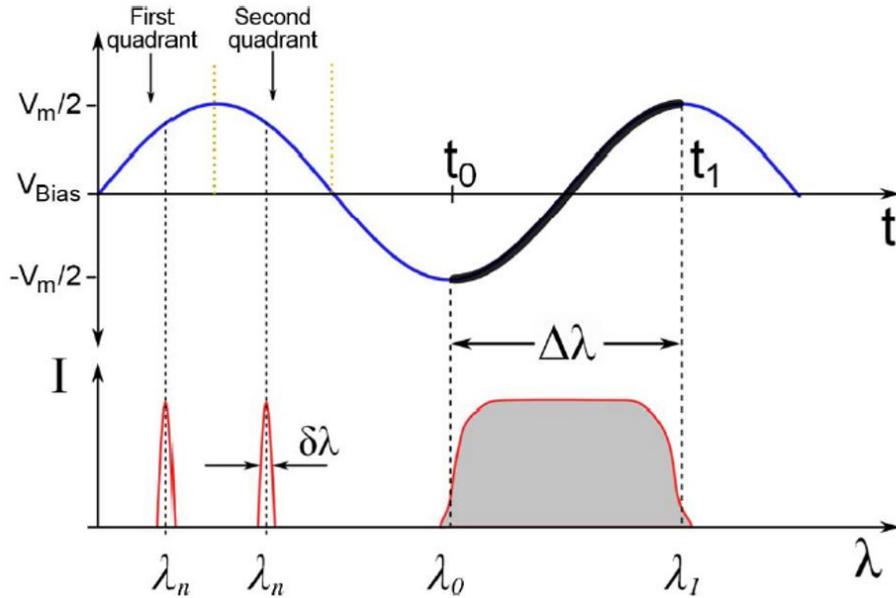


Figura 3.13: Señal accionadora y generación de longitudes de onda en láseres FDML [66].

4. Análisis de láser Brillouin-FDML utilizando un EDFA como medio de ganancia.

En este capítulo se analizan las mediciones realizadas en una estructura de doble anillo donde se consiguió un láser a través del *scattering* estimulado de Brillouin, utilizando como bombeo un láser FDML. Se evidenció como el láser Brillouin solo emite cuando se han optimizado los parámetros del láser FDML. Se mostró la influencia de la variación de la frecuencia del filtro sintonizable sobre la potencia obtenida y de la variación del voltaje de polarización sobre la sintonización de los espectros de ganancia Brillouin en longitud de onda y frecuencia.

4.1. Montaje experimental

Para lograr el láser Brillouin bombeado por el láser FDML se implementó el montaje experimental mostrado en la Figura 4.1.

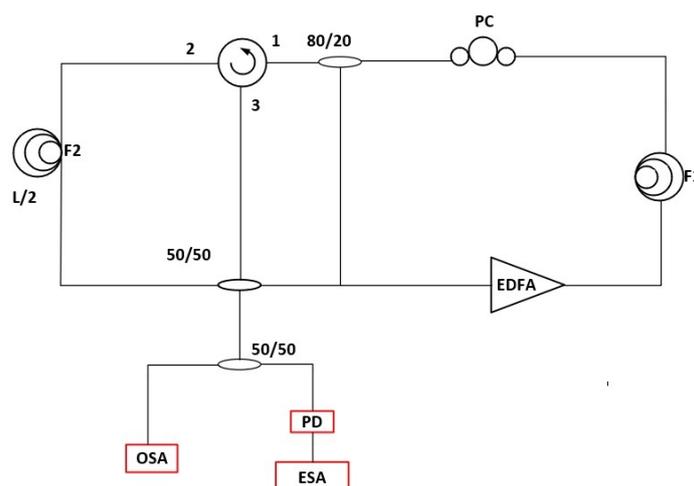


Figura 4.1: Montaje experimental para el análisis del láser Brillouin bombeado por el láser FDML.

El láser FDML se basa en una geometría de anillo de fibra situada a la derecha del circulator. Está constituido por un amplificador de fibra dopada con erbio (*EDFA BT17 Photonetics Inc.*) operando en la banda C como medio de ganancia, un filtro Fabry-Perot de fibra (*FFP-TF, Micron Optics, Inc*) como filtro óptico de paso de banda sintonizable, un controlador de polarización (PC), aproximadamente 35 km de fibra óptica monomodo, un generador de funciones Agilent 32250 y una fuente de voltaje DC HP-E3631A. También se añade un acoplador que extrae de la cavidad el 80 % de la potencia óptica para ser utilizada como bombeo en la cavidad siguiente. El circulator permite que la señal de Stokes generada en la fibra marcada como “F2” se pueda reinyectar como semilla de retropropagación para mejorar el *scattering* Brillouin en la cavidad secundaria compuesta por la fibra de retardo y los puertos 2 y 3 del circulator.

Se inserta un acoplador para extraer el 50 % de la potencia óptica circulante en esta cavidad. Luego el 50 % de esta señal de muestra es monitorizada con el analizador de espectros ópticos Anritsu MS9030A. La otra mitad de la potencia óptica llega a un fotodetector HP11982A que entrega la señal al analizador de espectros eléctricos (*ESA*, *Electrical Spectrum Analyzer*) HP-8562 donde se analizan las componentes frecuenciales del batido entre la señal de bombeo y el *scattering* contra propagante que se produce. Para observar esta señal en el dominio temporal se sustituye el ESA por un osciloscopio Agilent DSO-X 2002A.

Para lograr el efecto del láser FDML, se desconecta inicialmente el puerto 1 del circulador. Estableciendo el V_{Bias} en el FFT-TF en 14.74 V se sintoniza la longitud de onda central correspondiente a 1530.05 nm. Como se utiliza una señal sinusoidal para accionar el FFP-TF su frecuencia debe ser la mitad de la frecuencia correspondiente al recorrido de ida y vuelta de la luz en la cavidad, según la relación de Ecuación 3.19, esto da una frecuencia teórica de 5.911 KHz, pero las mediciones muestran un valor práctico de 5.525 KHz, por lo que la frecuencia del filtro se fija en 2.7625 KHz. Luego se vuelve a conectar el puerto del circulador para que la señal del láser FDML comience el *scattering* Brillouin espontáneo. Dicha señal se convertirá en estimulada al aumentar la ganancia del EDFA y por el efecto de la cavidad en anillo que la reforzará, siendo la generación de Stokes más eficiente.

4.2. Análisis de los resultados

Al variar la frecuencia del FFP-TF a través de 5 valores (2.7625 KHz, 5.525 KHz, 8.2875 kHz, 11.05 kHz y 13.8125 KHz) se comprueba que solo para las frecuencias de resonancia del láser FDML, 2.7625 KHz y 5.525 KHz, se obtienen los mayores valores de potencia de la señal Brillouin. Este comportamiento es mostrado en la Figura 4.2 tanto en el dominio óptico como eléctrico.

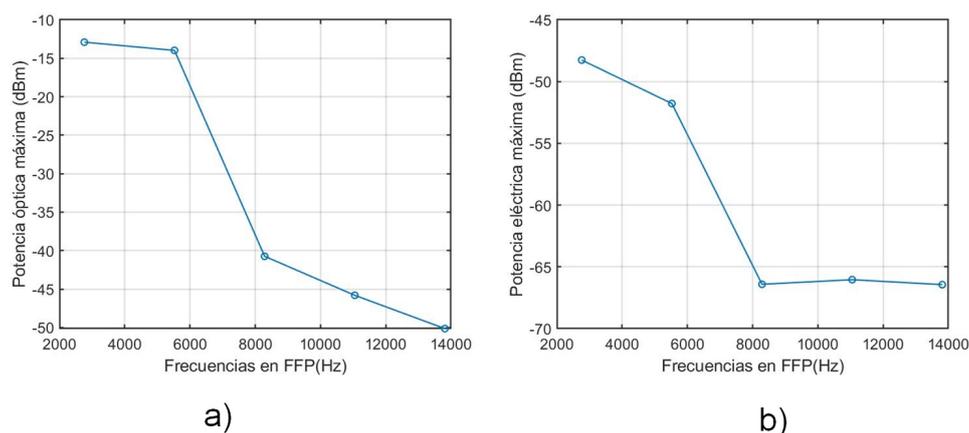


Figura 4.2: Relación entre la frecuencia del FFP-TF y la potencia a) óptica y b) eléctrica de la señal Brillouin para 35 km de fibra de retardo.

Al analizar en la Figura 4.3 las señales obtenidas en el dominio del tiempo para cada una de estas frecuencias, se evidencia que el láser Brillouin solo emite para las

frecuencias de trabajo del láser FDML. A la frecuencia de 2.7625 KHz se obtuvo un pulso de $472 \mu s$.

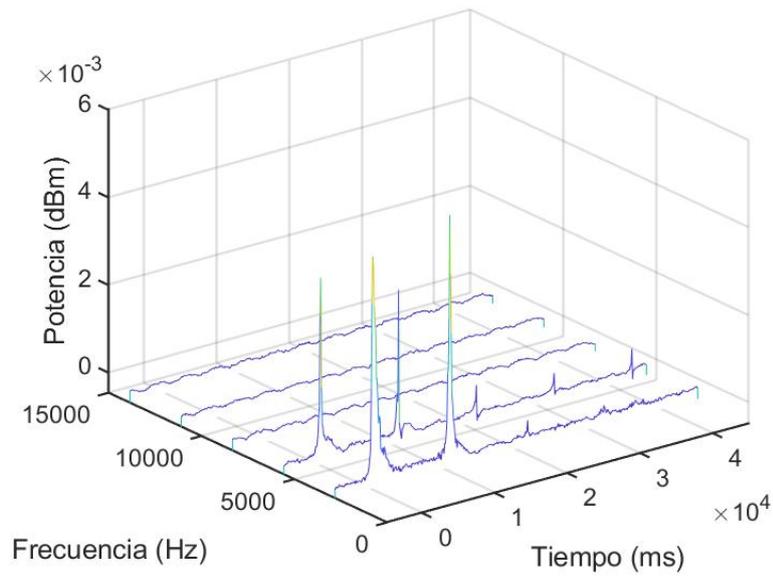


Figura 4.3: Señales en el dominio del tiempo para el *scattering* de Brillouin a diferentes frecuencias del FFP-TF.

Al analizar en la Figura 4.4 los espectros obtenidos al variar las frecuencias en el FFP-TF para 14.78 V se observa que la mayor ganancia óptica se alcanza para las frecuencias antes mencionadas. El valor máximo se localiza alrededor de los 1530.48 nm para 2.7625 KHz.

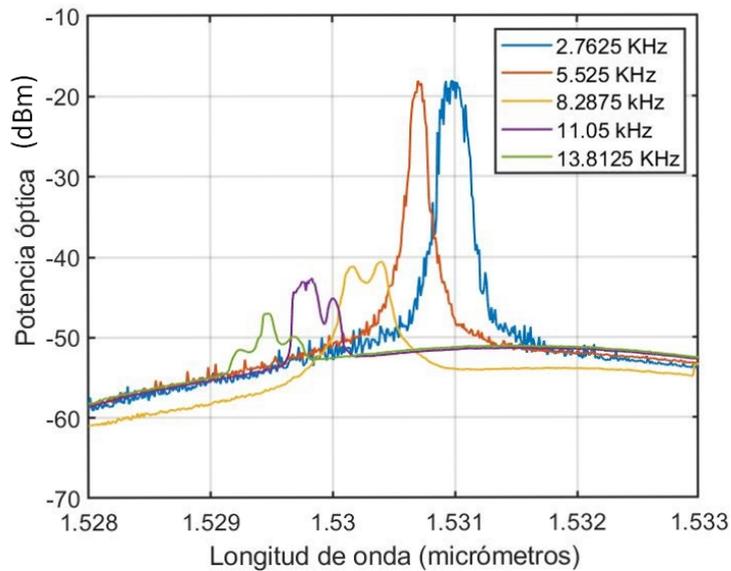


Figura 4.4: Espectro óptico Brillouin para diferentes frecuencias en el FFP-TF.

Con la variación del voltaje DC (V_{Bias}) aplicado a la señal accionadora del filtro,

se consigue la sintonización del espectro de ganancia Brillouin. La Figura 4.5 muestra el desplazamiento del espectro óptico para diferentes valores de V_{Bias} . Al variar el nivel de este voltaje en realidad lo que se consigue es variar el rango de longitudes de onda que selecciona el FFP-TF durante un intervalo de tiempo y que constituyen el ancho de línea del láser FDML empleado como bombeo, por lo que el espectro de la señal de Stokes aparecerá desplazado.

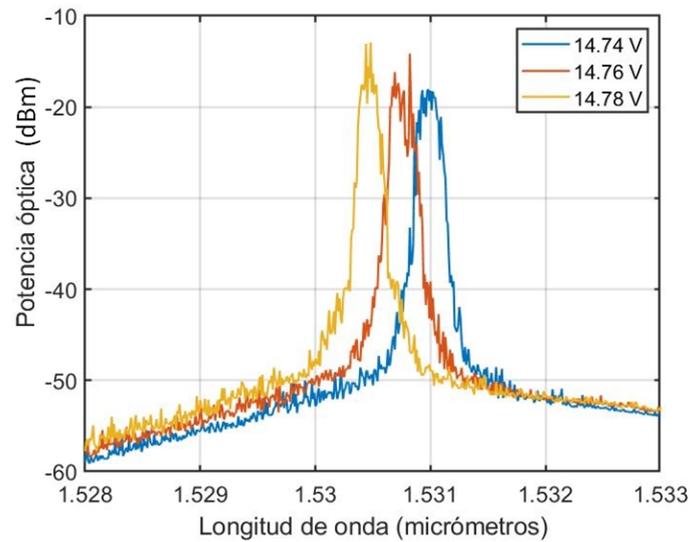


Figura 4.5: Desplazamiento de la señal de Stokes en función de la tensión de polarización aplicada en el FFP-TF.

La posibilidad de sintonización de la curva de ganancia Brillouin en el dominio de la frecuencia, con respecto a la variación de V_{Bias} , se demuestra en la Figura 4.6.

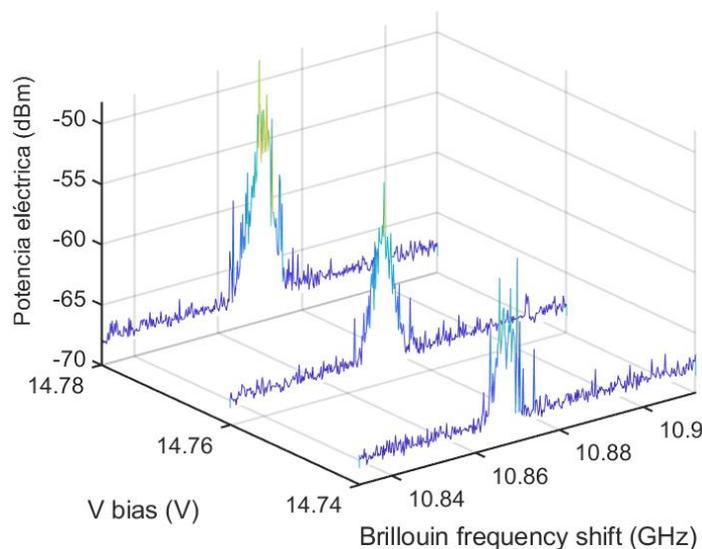


Figura 4.6: Espectro de frecuencia Brillouin en función de la tensión de polarización aplicada en el FFP-TF.

Estos espectros en el dominio de la frecuencia se obtienen del batido en el ESA de la señal de bombeo y la señal de Brillouin contra propagante. Como resultado se obtiene la diferencia de frecuencias entre las señales, alrededor de 10.87 GHz, valor que se corresponde con el desplazamiento frecuencial de la onda de Stokes. Estas variaciones de los valores centrales de los espectros siguen una relación lineal con la variación de V_{Bias} , demostrada en [65]. Además, es evidente como este nivel de voltaje también influye en la potencia de la señal por lo que es posible encontrar el V_{Bias} óptimo que maximice la potencia óptica transmitida al láser de anillo de Brillouin.

En una segunda parte de la experimentación se cambió la longitud de la fibra óptica de retardo del anillo correspondiente al FDML a 18 km. En la Figura 4.7 se muestra la frecuencia del FFP-TF a la que se alcanzaron los mayores valores de potencia óptica y eléctrica, respectivamente, coincidiendo con la mitad de la frecuencia de resonancia del láser FDML, como se había visto anteriormente. Estos valores se obtuvieron con un voltaje de polarización del FFP-TF de 14.35 V. Se aprecia como bajo estas condiciones se obtienen órdenes de potencia muy similares a los obtenidos cuando se emplearon 35 km de fibra de retardo.

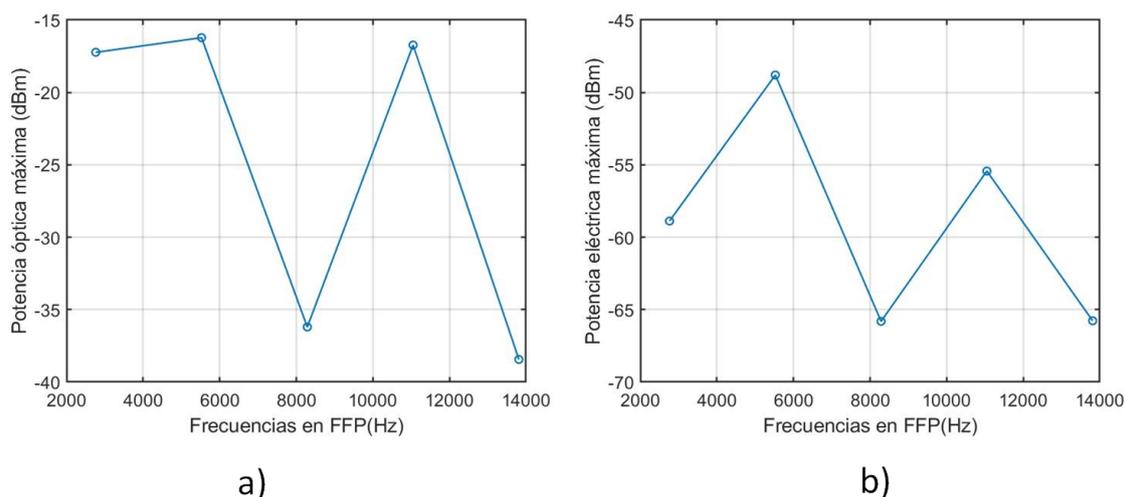


Figura 4.7: Relación entre la frecuencia del FFP-TF y la potencia a) óptica y b) eléctrica de la señal Brillouin para 18 km de fibra de retardo.

En la Figura 4.8 se ilustra la salida temporal obtenida en el osciloscopio para las frecuencias analizadas (2.7625 KHz, 5.525 KHz, 8.2875 kHz, 11.05 kHz y 13.8125 KHz). En este caso el pulso más estrecho fue medido a 2.7625 KHz con 248 μ s de ancho, demostrándose como se obtiene emisión láser a la frecuencia de trabajo del láser FDML y sus armónicos (2.7625 KHz, 5.525 KHz y 11.05 kHz. La Figura 4.9 muestra los espectros ópticos obtenidos a 14.3 V que es donde se obtiene la mayor potencia, evidenciándose la ganancia óptica a las frecuencias antes mencionadas.

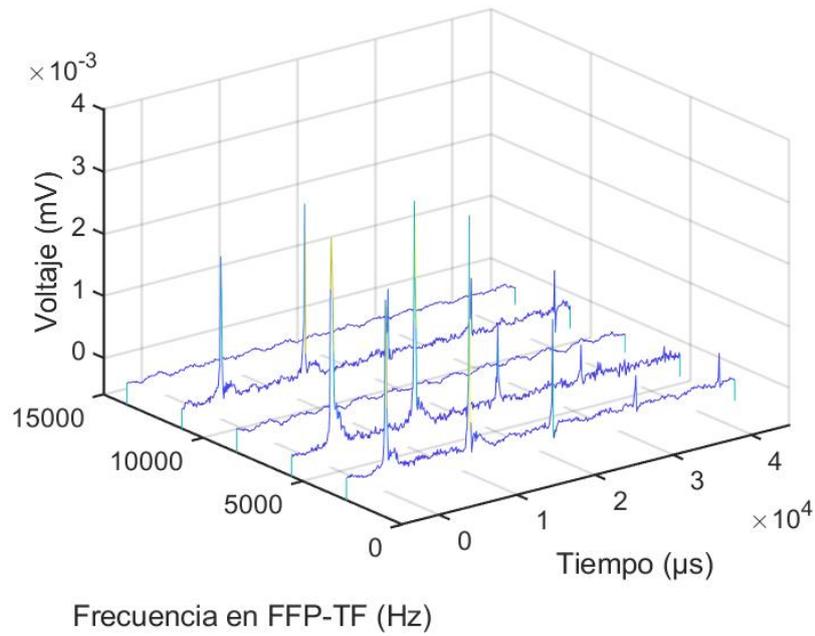


Figura 4.8: Señales en el dominio del tiempo para el *scattering* de Brillouin a diferentes frecuencias del FFP-TF, en el caso de 18 km de fibra de retardo.

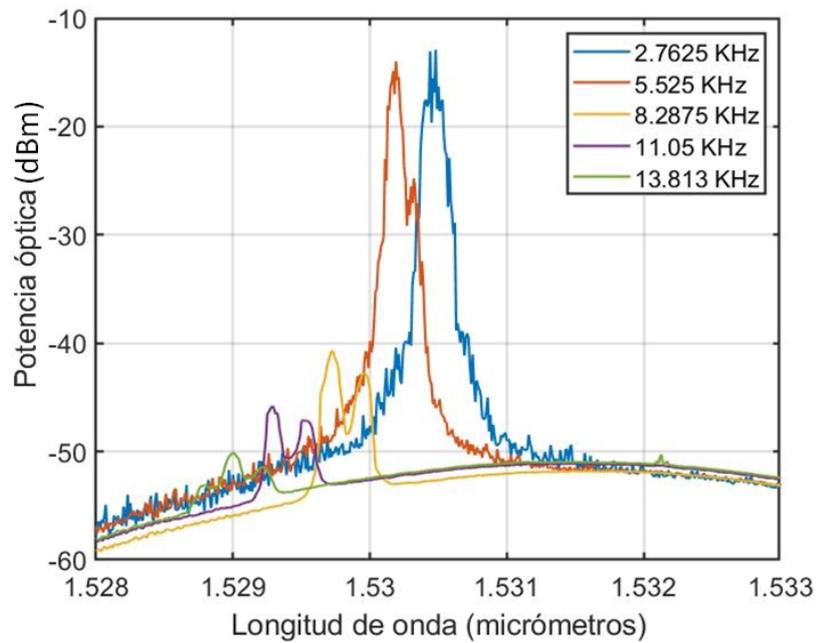


Figura 4.9: Espectro Brillouin para diferentes frecuencias en el FFP-TF con $V_{Bias}=14.3$ V y 18 km de fibra de retardo.

En la Figura 4.10 se muestra la variación de la longitud de onda central y de la potencia óptica con el cambio del voltaje de polarización en el FFP-TF. Mientras, la Figura 4.11 ilustra el cambio de la frecuencia de desplazamiento del espectro de la señal de Stokes.

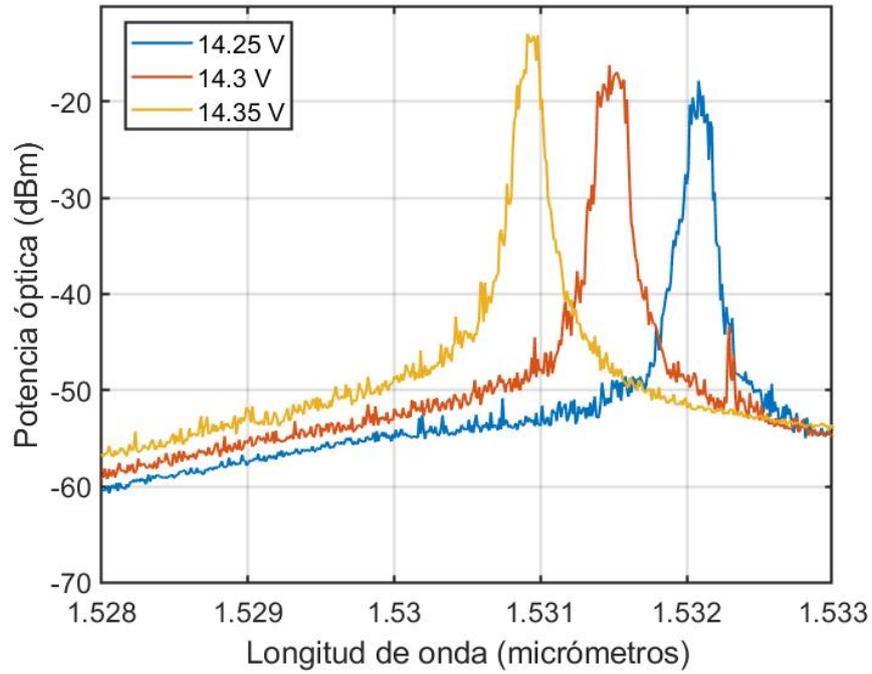


Figura 4.10: Desplazamiento de la señal de Stokes en función de la tensión de polarización aplicada en el FFP-TF para el caso de 18 km de fibra de retardo.

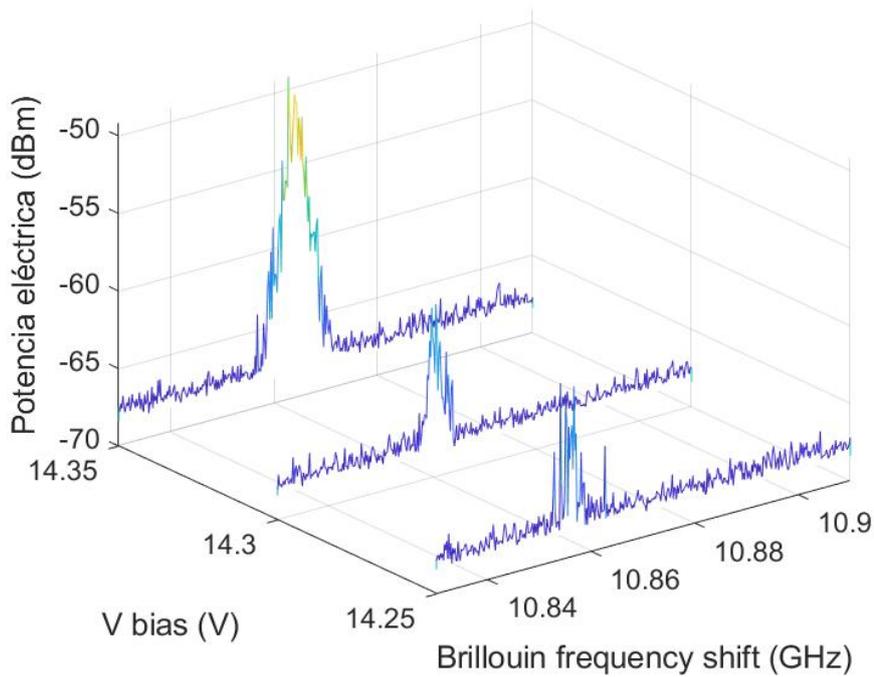


Figura 4.11: Desplazamiento de la señal de Stokes en función de la tensión de polarización aplicada en el FFP-TF para el caso de 18 km de fibra de retardo.

5. Análisis experimental del efecto Brillouin en una cavidad de anillo de fibra utilizando un SOA como medio de ganancia.

El rango de longitudes de onda que es posible sintonizar en el análisis de las mediciones del capítulo anterior está limitado por el medio de ganancia. Una restricción práctica de un EDFA proviene de la no uniformidad de su espectro de ganancia, por lo que el rango de sintonización sería menor de 40 nm [33]. En cambio, la utilización de un amplificador óptico de semiconductor (SOA) puede solventar este problema al tener una curva de ganancia más plana a lo largo de su ancho de banda debido al efecto de saturación de ganancia.

En el presente capítulo se proponen diferentes montajes experimentales para caracterizar la señal de scattering de Brillouin en cavidades de anillo. En los mismos se propone el SOA como medio de ganancia con el objetivo de conseguir un rango de sintonía mayor. Se analizan los resultados obtenidos de una de las configuraciones propuestas para bajas frecuencias de funcionamiento del filtro sintonizable empleado.

5.1. Montajes experimentales propuestos

5.1.1. Montaje experimental N^o 1

En el montaje indicado en la Figura 5.1 se persigue caracterizar el sistema en cuanto a:

- Potencia de señales en el dominio óptico y eléctrico, tanto para la señal Brillouin en sentido propagante como contra propagante. Se espera por la salida marcada como Output 1 obtener la señal de Brillouin retroesparcida y por Output 2 la señal Brillouin en sentido de la propagación.
- Voltaje de los pulsos eléctricos generados, su duración y frecuencia de repetición.
- Evaluar el desempeño para diferentes voltajes DC de polarización aplicados al FFP-TF, diversos valores de amplitud pico-pico de la señal accionadora del FFP-TF y para diferentes valores de corriente del SOA.

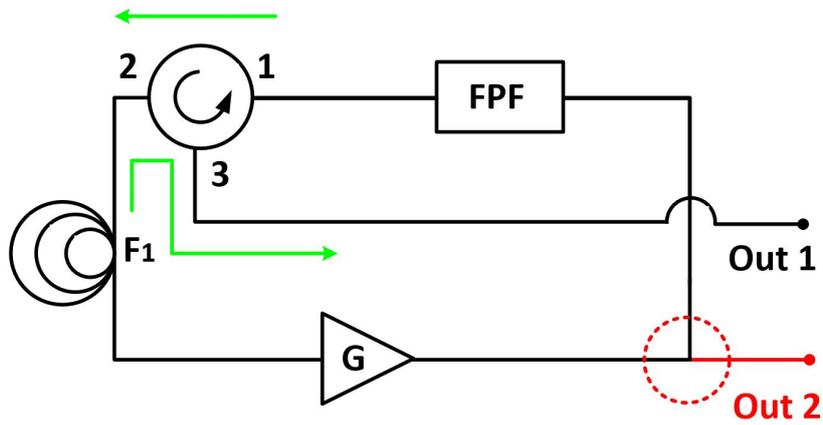


Figura 5.1: Montaje experimental N° 1.

5.1.2. Montaje experimental N° 2

Se proponen los montajes de la Figura 5.2 con el objetivo de analizar la influencia de la ubicación en el anillo del SOA sobre el espectro óptico de la señal Brillouin, tanto en la dirección propagante como contra propagante. Se fijarán varios voltajes de polarización (*Offset*) en el FFP-TF para sintonizar diferentes longitudes de onda y se medirán con el BOSA (*Brillouin Optical Spectrum Analyzer*) los espectros de Brillouin obtenidos. Una vez definida la arquitectura que ofrece un espectro con mayor ganancia se aplicará una señal como la mostrada en la Figura 5.3 como entrada al FFP-TP. En este caso para escoger el paso de los voltajes que formarán esta señal se deben sintonizar longitudes de onda lo suficientemente separadas para observar bien definidos los espectros correspondientes a cada portadora.

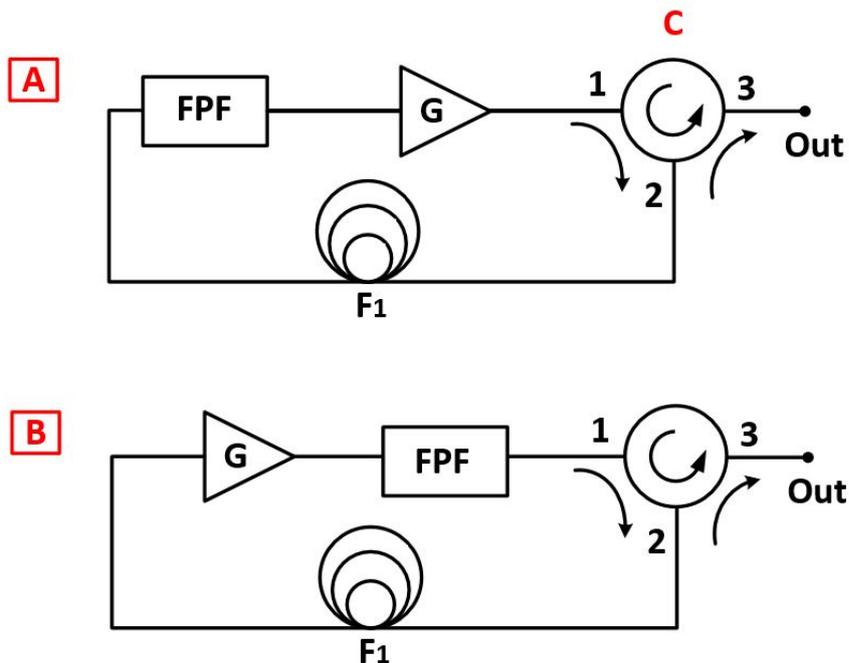


Figura 5.2: Montaje experimental N° 2.

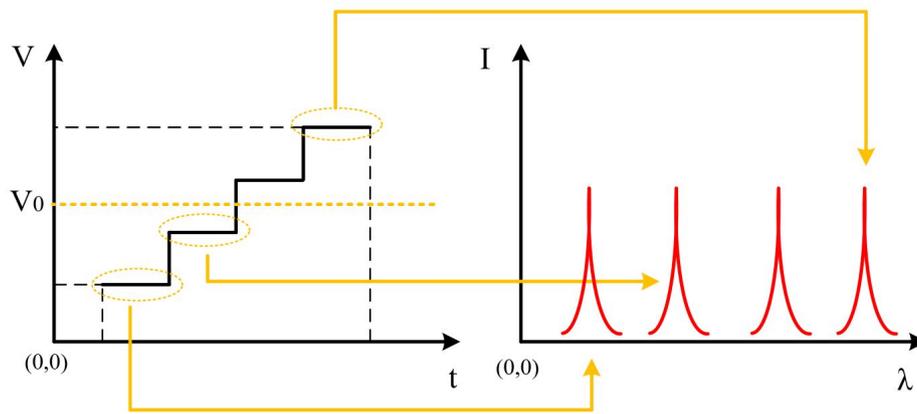


Figura 5.3: Escalera de voltaje a aplicar al FFP-TF para obtener espectros de Brillouin asociados a cada portadora.

5.1.3. Montaje experimental N° 3

Con el montaje indicado en la Figura 5.4 se modifica el diseño de [65] introduciendo una fibra de retardo entre los circuladores. Este cambio busca mejorar la estabilidad de los pulsos eléctricos que se deben observar en el osciloscopio. Se deberá caracterizar el láser obtenido en cuanto a potencia óptica y eléctrica, ancho de los pulsos y rango de sintonía de la señal de Stokes.

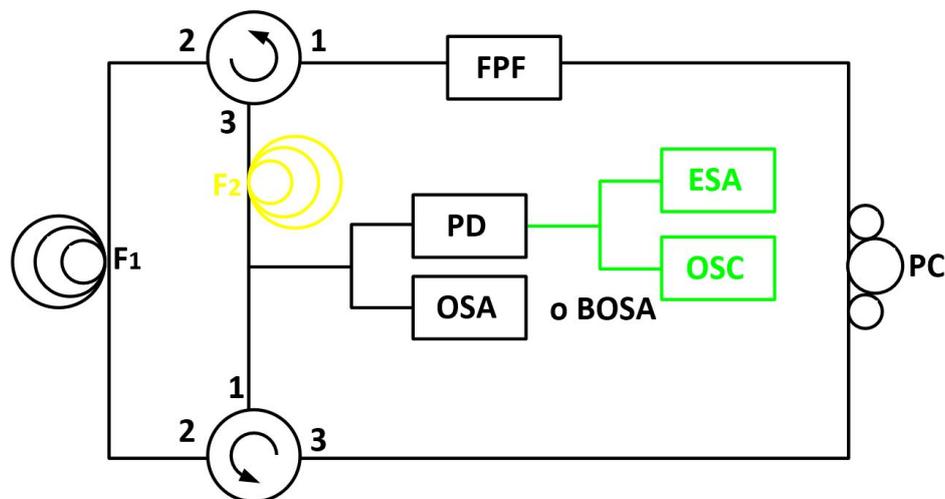


Figura 5.4: Montaje experimental N° 3.

5.2. Implementación del montaje experimental N° 1

Para implementar el montaje N° 1 se utilizó como medio de ganancia el SOA1117S del fabricante Thorlabs. Este es un amplificador óptico insensible a la polarización con una alta potencia de saturación de salida de 9.0 dBm, una baja figura de ruido de 10 dB y una ganancia en un amplio ancho de banda espectral [68]. Para controlar la

temperatura y corriente de este SOA se utiliza un controlador ILX LightWave LDC-3742B [69]. Como filtro pasabanda sintonizable se empleó un Fabry-Perot FFP-TF2 del fabricante Micron Optics. Está basado en la tecnología de etalón Fabry-Perot de fibra. Filtra longitudes de onda entre 1520 nm y 1570 nm que son iguales a fracciones enteras de la longitud de la cavidad (etalón); todas las demás longitudes de onda se atenúan según la función de Airy [70]. Este filtro es accionado por un controlador que le proporciona la amplitud del voltaje de polarización y la frecuencia de trabajo.

El circulador es el modelo CIR1310-APC del fabricante Thorlabs [71]. La fibra óptica empleada como elemento de retardo para provocar el efecto Brillouin es SMF-28 de Corning [72]. Se utilizó un OTDR (*Optical Time Domain Reflectometer*) MAX-730B-M2-EA [73] para medir la longitud de esta fibra. Los resultados se muestran en la Figura 5.5, indicando una longitud total de 25.2562 km con pérdidas totales de 4.540 dB (0.18 dB/km). Las pérdidas iniciales marcadas en la figura con líneas rojas verticales se corresponden a las fusiones y conectores.



Figura 5.5: Resultados de la medición de la longitud de la fibra óptica de retardo.

Inicialmente, se desea caracterizar el sistema para bajas frecuencias utilizando el controlador del FFP-TF2 que proporciona frecuencias hasta los 120 Hz. La señal ASE del SOA es la fuente de luz en el sistema que provocará el scattering de Brillouin. Esta señal contraria a la dirección del bombeo será obtenida a través del puerto 3 del circulador y llevada a un acoplador que dividirá la potencia óptica en partes iguales para ser monitorizada por un OSA HP7004A y fotodetectada por un conversor óptico-eléctrico HP11982A que le proporcionará la señal al ESA HP8591A. Una vez caracterizado el sistema para frecuencias hasta 120 Hz se buscará la frecuencia para la cual se obtiene el efecto del FDML en la cavidad.

Basándonos en la relación de la Ecuación 3.19 esta frecuencia es de 8.192 kHz y la proporcionada al FFP-TF2 debe ser la mitad de acuerdo con lo analizado en capítulos anteriores. Para proporcionar esta frecuencia al FFP-TF2 a través de una onda sinusoidal se utilizará un generador de funciones Agilent 33250 [74] y el voltaje DC se suministra con la fuente Agilent E3634A [75]. El SOA y OSA están conectados a través de un bus GPIB (*General Purpose Interface Bus*) a una PC central desde donde

se controla con un script de Matlab la variación de corriente en el SOA y la adquisición de los espectros ópticos en el OSA. El *setup* final se muestra en la Figura 5.6.

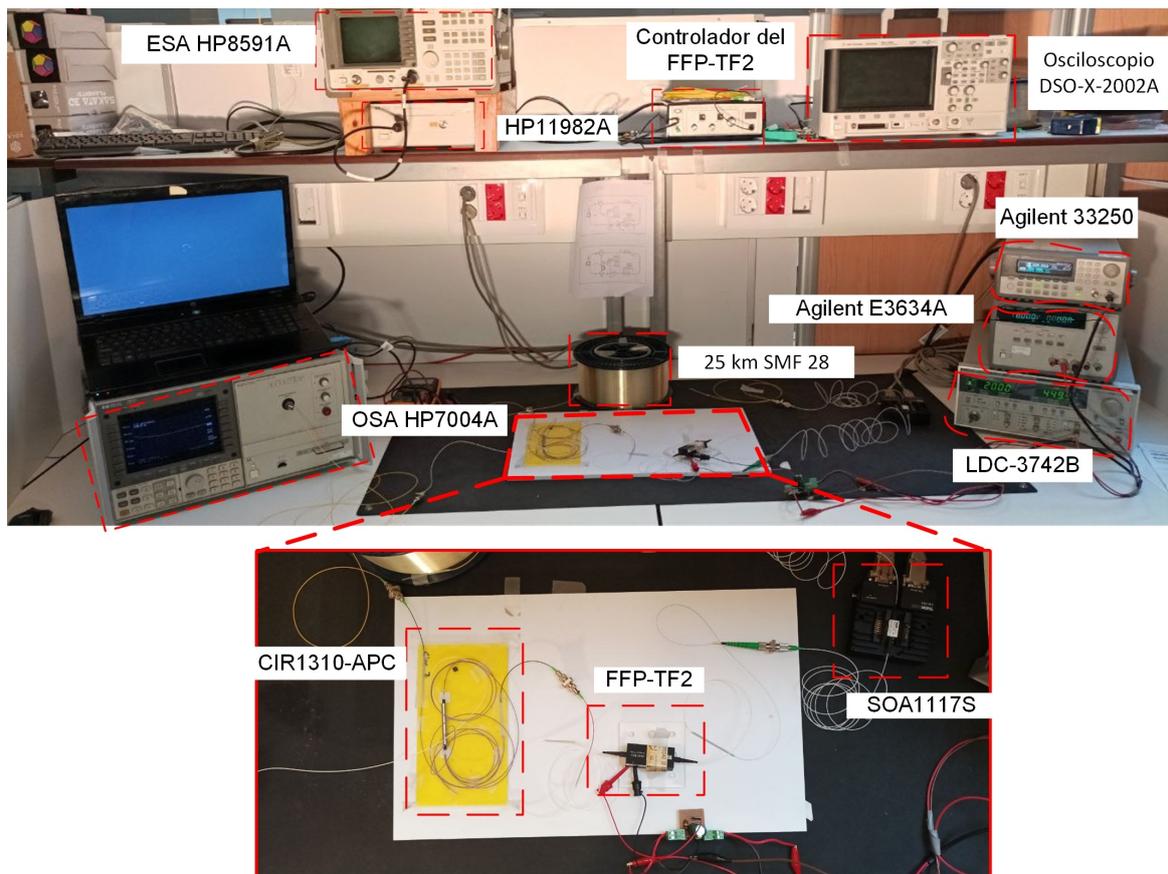


Figura 5.6: *Setup* del montaje experimental N^o1.

5.2.1. Resultados obtenidos del montaje experimental N^o1

Se programó un barrido de frecuencias en el SOA desde 300 mA hasta 480 mA en pasos de 20 mA y se variaron sucesivamente los valores de voltaje de polarización (*Offset*) del FFP-TF2, de voltaje pico-pico (V_{pp}) de la señal triangular aplicada por el controlador y la frecuencia. Los voltajes *Offset* aplicados en volts fueron: 10.0721, 14.9949, 20.074, 25.0186, 5.049, 0.008, -10.088, -15.065, -20.072 y -5.015. Para cada uno de estos valores se hizo un barrido de corrientes mientras se fijó la frecuencia a 120 Hz y el V_{pp} a 7.4 V. Como en estas mediciones se utilizaron frecuencias que no se corresponden con la frecuencia de resonancia de la cavidad, para la cual se obtiene el funcionamiento del láser FDML no tendremos una emisión de Stokes bien definida, sino más bien un promediado de todo el espectro donde aparece esta señal en dependencia de los valores de longitud de onda que filtre el FFP-TF2.

En la Figura 5.7 (a) se muestra el comportamiento de la mediana de la potencia óptica para cada valor de voltaje *Offset* y todos los valores de corriente, evidenciándose que para 25 V se alcanza el máximo. Mientras, la Figura 5.7 (b) muestra el comportamiento de la mediana de la potencia óptica para cada valor de corriente y todos los

valores de voltaje *Offset*, mostrando su tendencia a aumentar con la corriente. En este caso se utilizó la mediana como medida estadística, ya que es utilizada para devolver la tendencia central en el caso de distribuciones numéricas sesgadas.

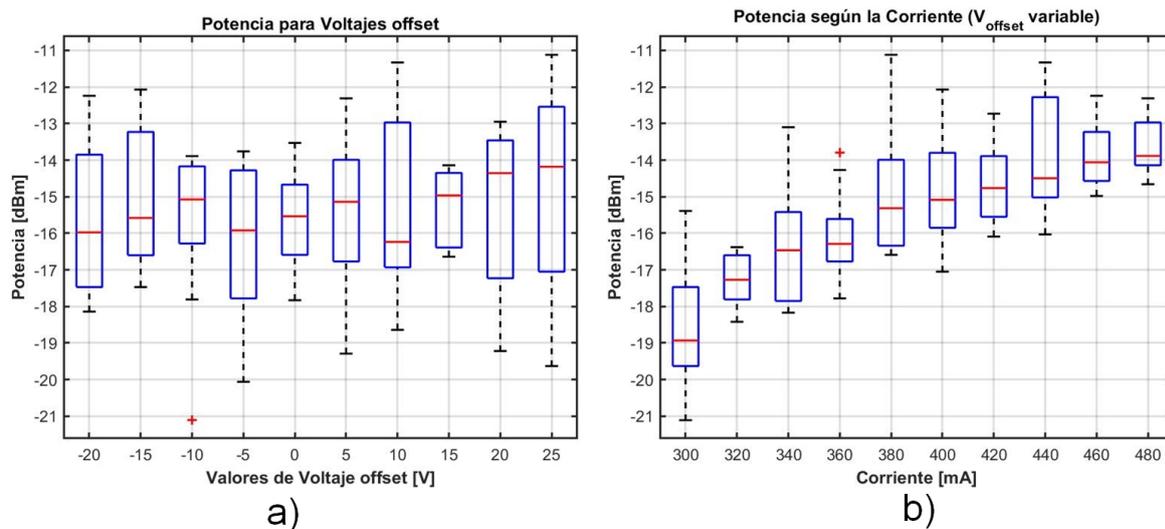


Figura 5.7: Variación de la potencia óptica con el voltaje *Offset* aplicado al FFP-TF2 y la corriente del SOA.

Luego se varió el V_{pp} de la señal triangular aplicada al FFP-TF2 a través de los siguientes valores 7.48 V, 5.03 V y 10.1 V manteniendo el voltaje de *Offset* a -23.6 V y la frecuencia en 120 Hz. Los resultados obtenidos del análisis estadístico se presentan en la Figura 5.8.

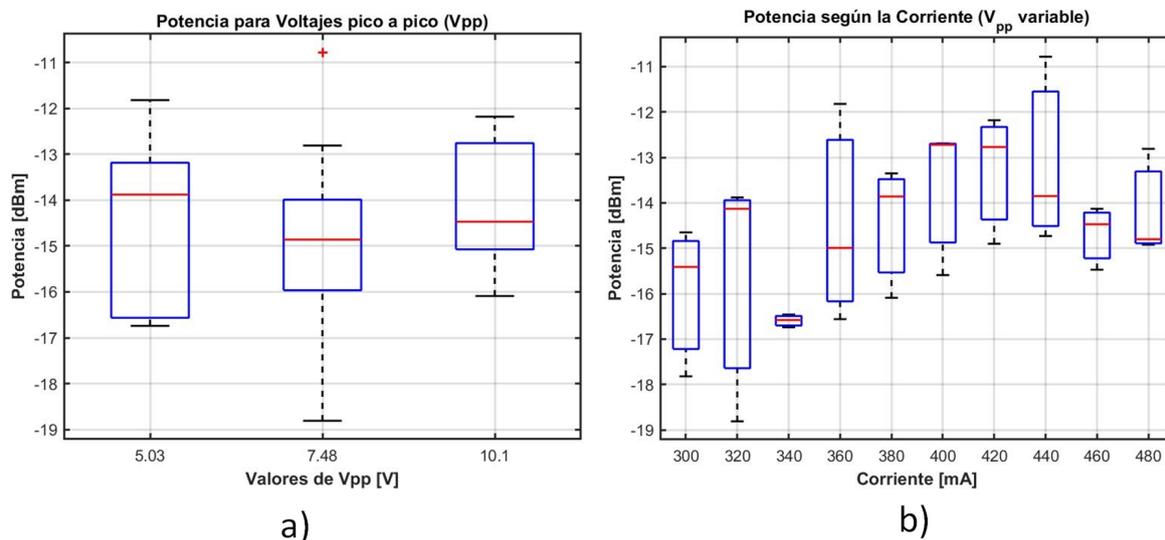


Figura 5.8: Variación de la potencia óptica con el voltaje pico-pico aplicado al FFP-TF2 y la corriente del SOA

Por último, se varió la frecuencia en Hz con los siguientes valores: 120.019, 35.344, 80.624, 4.488, 50.477, 66.765, 13.479, 96.132, 9.1511 y 25.134, manteniendo constante el voltaje *Offset* en -23.7 V y el V_{pp} en 2.25 V. Nuevamente se calculó la mediana

para las potencias asociadas a cada valor de frecuencia a través de todos los valores de corriente (Figura 5.9 a) y para la corriente a través de todos los valores de frecuencia (Figura 5.9 b). Se aprecia que con la variación de la frecuencia existe poca variación en la potencia óptica. Al aumentar la corriente la potencia óptica muestra un ascenso.

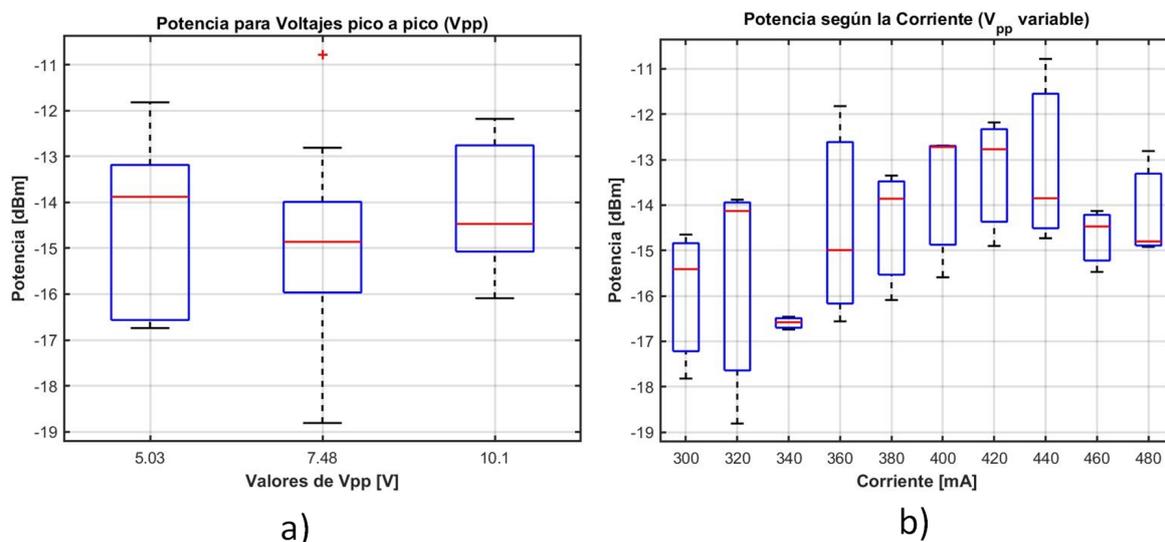


Figura 5.9: Variación de la potencia óptica con la frecuencia aplicada al FFP-TF2 y la corriente del SOA.

Otra información relevante que se extrajo de los espectros ópticos analizados es el rango de sintonización de la señal de Stokes. La Figura 5.10 muestra el comportamiento del ancho de banda de sintonización para el caso en el que se varía el voltaje *Offset*. Se observa que para 5.062 Hz y 340 mA se obtuvo un ancho de banda de sintonización de 39.534 nm.

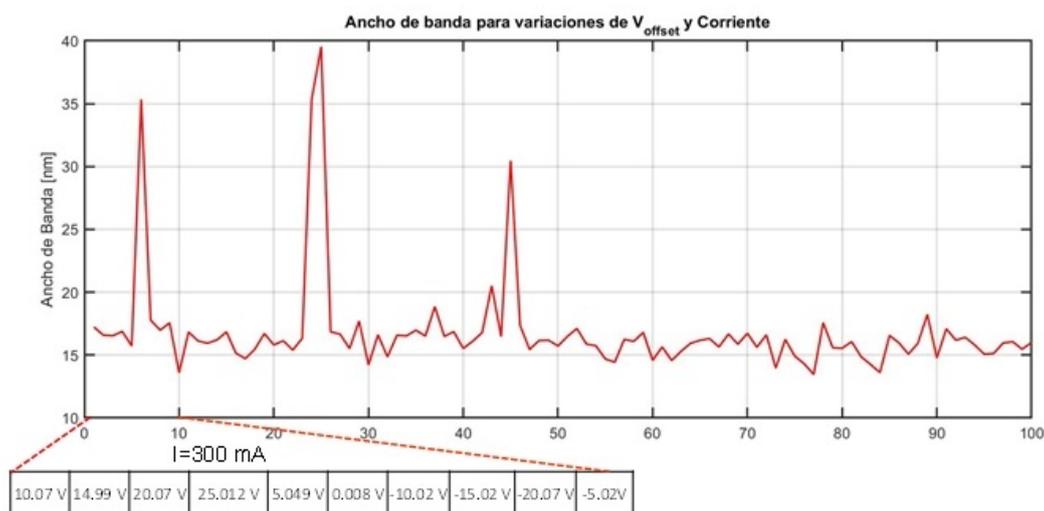


Figura 5.10: Comportamiento del ancho de banda de sintonización con la variación del voltaje *Offset* aplicado al FFP-TF2.

La Figura 5.11 exhibe la variación del rango de sintonización para el caso de

la variación del V_{pp} de la señal triangular aplicada al FFP-TF2. El mayor rango de sintonización es de 39.54 nm y se obtiene para 10.1 V y 320 mA.

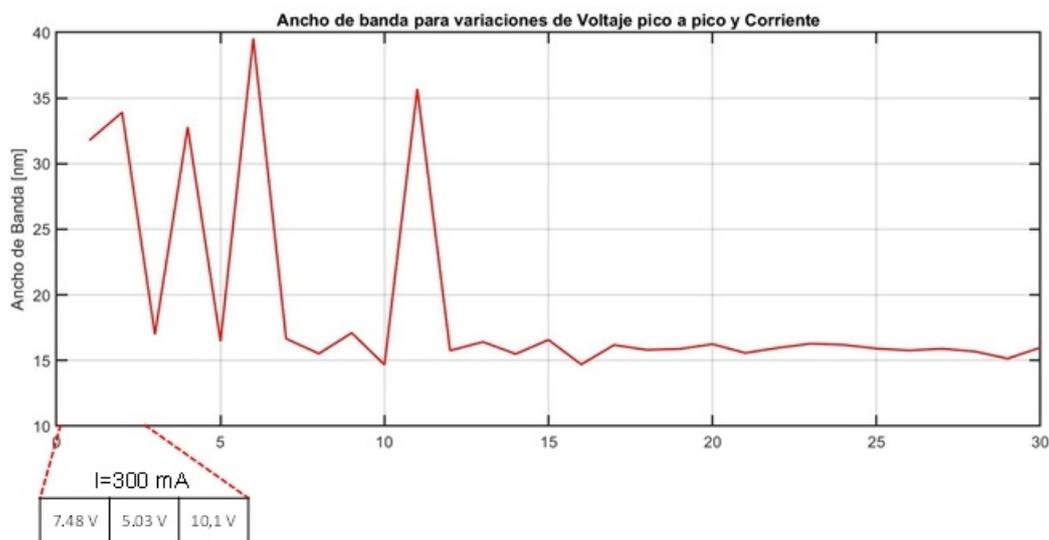


Figura 5.11: Comportamiento del ancho de banda de sintonización con la variación del voltaje pico-pico aplicado al FFP-TF2.

En el caso de la variación de la frecuencia se obtuvo el mayor ancho de banda de sintonización correspondiente a 41.839 nm para 9.151 Hz y 300 mA tal como se indica en la Figura 5.12.

Los resultados de las mediciones realizadas en este montaje indican que al variar el nivel de voltaje *Offset* aplicado al FFP-TF2 para mayores valores de corriente del SOA se obtiene mayor potencia óptica. En el caso de variación de la frecuencia se obtiene poca fluctuación de la potencia óptica. Con el aumento de la corriente para los distintos valores de frecuencia se elevan los niveles de potencia. Por otra parte, se obtuvo un ancho de banda de sintonización máximo de 41.839 nm.

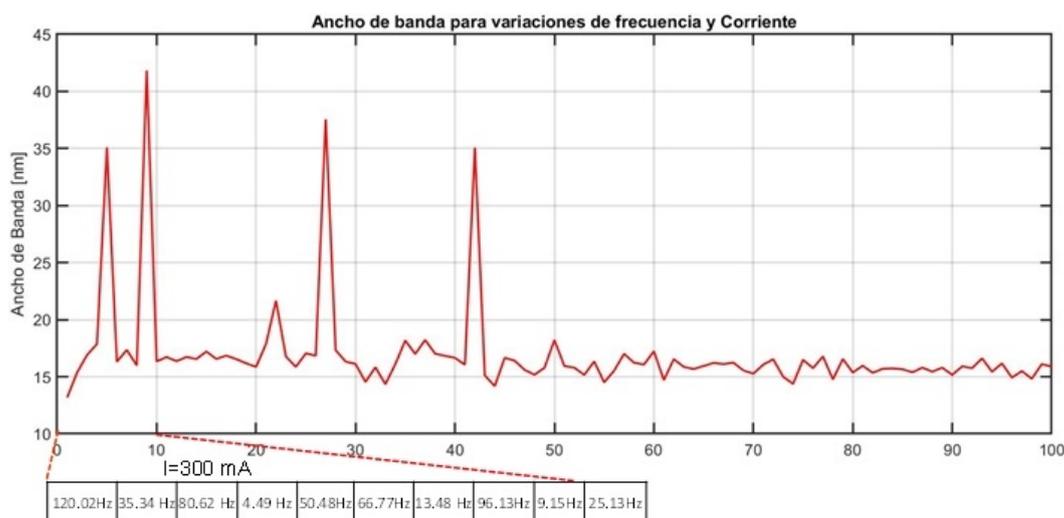


Figura 5.12: Comportamiento del ancho de banda de sintonización con la variación de la frecuencia aplicada al FFP-TF2.

6. Conclusiones y líneas futuras

El capítulo final resume las principales conclusiones extraídas del trabajo realizado y proporciona posibles vías para futuras investigaciones. Las conclusiones alcanzadas son el resultado del estudio del *scattering* Brillouin en las fibras ópticas y de los láseres que son posibles desarrollar a partir de este efecto. Particularmente se examinó la estructura FDML-Brillouin a partir de mediciones realizadas con anterioridad y se caracterizó el *scattering* en una cavidad de anillo de forma experimental. Las investigaciones que se proponen como continuidad del presente trabajo parten de los aspectos más relevantes que quedaron abiertos y por desarrollar.

6.1. Conclusiones

Tras el análisis teórico y experimental de los láseres FDML-Brillouin realizado en este trabajo se arribaron a las siguientes conclusiones:

- Los principales tipos de láseres basados en fibra óptica se pueden clasificar de acuerdo con su potencia de salida y duración de pulsos, siendo los láseres basados en efectos no lineales un caso particular y con potencialidades de aplicación en el desarrollo de amplificadores y sensores.
- El estudio de los fundamentos teóricos del *scattering* Brillouin mostró que este es un proceso dominante en las fibras ópticas que depende de parámetros físicos de la fibra y de las características de la fuente de bombeo que se utilice.
- El análisis de la evolución de los láseres de fibra óptica basados en efecto Brillouin resaltó las configuraciones más representativas para los modos de trabajo en CW y pulsado.
- Existen pocas investigaciones realizadas hasta el momento en la arquitectura que utiliza un láser FDML como bombeo para generar el láser Brillouin. Su combinación permite generar estructuras láser pulsadas de amplio rango de sintonía de longitudes de onda con posibles aplicaciones en sensores integrales y distribuidos de fibra óptica.
- Los resultados del análisis de medidas de un láser FDML-Brillouin de doble cavidad con diferentes longitudes de fibra de retardo arrojaron valores similares de potencia óptica y eléctrica, pero para cavidades más largas se midieron pulsos temporales más estrechos.
- La variación de los parámetros del FFP-TF y el SOA empleados en una estructura en anillo para generar *scattering* de Brillouin influye sobre la potencia óptica del espectro de la señal dispersada y el ancho de banda de sintonización de la señal de Stokes. Al variar el nivel de voltaje aplicado al filtro sintonizable para mayores valores de corriente del SOA se obtiene mayor potencia óptica. En el caso de variación de la frecuencia se obtiene poca fluctuación de la potencia óptica. Con el aumento de la corriente para los distintos valores de frecuencia se elevan los

niveles de potencia. Por otra parte, se obtuvo un ancho de banda de sintonización máximo de 41.83 nm al variar la frecuencia en el valor de 9.151 Hz para 300 mA.

6.2. Recomendaciones y líneas futuras

Una vez expuestas las conclusiones se plantean las líneas futuras correspondientes al estudio realizado.

- Realizar el análisis experimental de las configuraciones propuestas en el Capítulo 5 que no fue posible implementar, realizando las mediciones para las frecuencias en que se consigue el funcionamiento del láser FDML.
- Optimizar los parámetros del láser FDML-Brillouin, como su ancho de banda de sintonización y la anchura espectral de la fuente, para su aplicación a un sistema sensor.
- Estudiar los efectos de otras líneas de retardo de fibra en la segunda cavidad anular para mejorar la estabilidad de los pulsos láser.

7. Bibliografía

- [1] B. A. Fernández, *El láser, la luz de nuestro tiempo*. Globalia, 2010, google-Books-ID: bPomtwAACAAJ.
- [2] C. K. N. Patel, “Continuous-wave laser action on vibrational-rotational transitions of CO₂,” vol. 136, no. 5, p. A1187, 1964. [Online]. Available: https://www.academia.edu/50809572/Continuous_Wave_Laser_Action_on_Vibrational_Rotational_Transitions_of_CO2
- [3] (2015-01) Fiber lasers continue growth streak in 2014 laser market. [Online]. Available: <https://www.laserfocusworld.com/industrial-laser-solutions/article/14216404/fiber-lasers-continue-growth-streak-in-2014-laser-market>
- [4] L. Dong and B. Samson, *Fiber Lasers: Basics, Technology, and Applications*, 2016.
- [5] G. A. Newburgh and M. Dubinskii, “Power and efficiency scaling of er: ZBLAN fiber laser,” vol. 18, no. 9, p. 095102, 2021-08, publisher: IOP Publishing. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1612-202x/ac1608>
- [6] Fiber-optic communication systems | govind p. agrawal | download. [Online]. Available: <https://es.llib.fr/book/16564557/605def>
- [7] M. O’Connor, V. Gapontsev, V. Fomin, M. Abramov, and A. Ferin, “Power scaling of SM fiber lasers toward 10kw,” 2009-05-31.
- [8] Laser systems engineering | (2016) | kasunic | publications | spie. [Online]. Available: <https://spie.org/Publications/Book/2247600?SSO=1>
- [9] G. Danion, L. Frein, D. Bacquet, G. Pillet, S. Molin, L. Morvan, G. Ducournau, M. Vallet, P. Szriftgiser, and M. Alouini, “Mode-hopping suppression in long brillouin fiber laser with non-resonant pumping,” vol. 41, no. 10, pp. 2362–2365, 2016-05-15, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-41-10-2362>
- [10] T. Pfeiffer, W. Draxinger, W. Wieser, T. Klein, M. Petermann, and R. Huber, “Analysis of FDML lasers with meter range coherence,” in *Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XXI*, vol. 10053. SPIE, 2017-02-21, pp. 125–130. [Online]. Available: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/10053/100531T/Analysis-of-FDML-lasers-with-meter-range-coherence/10.1117/12.2254792.full>
- [11] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-power fibre lasers,” vol. 7, no. 11, pp. 861–867, 2013-11, number: 11 Publisher: Nature Publishing Group. [Online]. Available: <https://www.nature.com/articles/nphoton.2013.273>
- [12] J. Limpert, J. Limpert, and J. Limpert, “High power fiber lasers,” in *Optical Fiber Communication Conference (2017), paper W1F.5*. Optica Publishing Group, 2017-03-19, p. W1F.5. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=OFC-2017-W1F.5>

- [13] J. D. Minelly, R. I. Laming, J. E. Townsend, W. L. Barnes, E. R. Taylor, K. P. Jedrzejewski, and D. N. Payne, “High-gain fiber power amplifier tandem-pumped by a 3-w multistriple diode,” in *Digest of Conference on Optical Fiber Communication (1992)*, paper TuG2. Optica Publishing Group, 1992-02-02, p. TuG2. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=OFC-1992-TuG2>
- [14] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, “High power fiber lasers: current status and future perspectives [invited],” vol. 27, no. 11, pp. B63–B92, 2010-11-01, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-27-11-B63>
- [15] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönniger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, “High-power rod-type photonic crystal fiber laser,” vol. 13, no. 4, pp. 1055–1058, 2005-02-21, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-13-4-1055>
- [16] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation,” vol. 36, no. 5, pp. 689–691, 2011-03-01, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-36-5-689>
- [17] C.-H. Liu, G. Chang, N. Litchinitser, A. Galvanauskas, D. Guertin, N. Jacobson, and K. Tankala, “Effectively single-mode chirally-coupled core fiber,” in *Advanced Solid-State Photonics (2007)*, paper ME2. Optica Publishing Group, 2007-01-28, p. ME2. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=ASSP-2007-ME2>
- [18] T. Eidam, S. Hädrich, F. Jansen, F. Stutzki, J. Rothhardt, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Preferential gain photonic-crystal fiber for mode stabilization at high average powers,” vol. 19, no. 9, pp. 8656–8661, 2011-04-25, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-19-9-8656>
- [19] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” vol. 56, no. 3, pp. 219–221, 1985-12-01. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401885901208>
- [20] G. Chang and Z. Wei, “Ultrafast fiber lasers: An expanding versatile toolbox,” vol. 23, no. 5, p. 101101, 2020-05-22. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2589004220302868>
- [21] M. Lang, T. Hellerer, and J. Stuhler, “Technology and applications of ultrafast fiber lasers,” in *Photonics and Optoelectronics Meetings (POEM) 2011: Laser and Terahertz Science and Technology*, vol. 8330. SPIE, 2012-03-13, pp. 51–60. [Online]. Available: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/8330/833007/Technology-and-applications-of-ultrafast-fiber-lasers/10.1117/12.920641.full>

- [22] A. Martinez and S. Yamashita, “10GHz fundamental mode fiber laser using a graphene saturable absorber,” vol. 101, no. 4, p. 041118, 2012-07-23, publisher: American Institute of Physics. [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4739512>
- [23] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power,” vol. 19, no. 1, pp. 255–260, 2011-01-03, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-19-1-255>
- [24] T. S. Saini and R. K. Sinha, “Mid-infrared supercontinuum generation in soft-glass specialty optical fibers: A review,” vol. 78, p. 100342, 2021-08-01. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079672721000276>
- [25] D. R. Paschotta. Supercontinuum generation. [Online]. Available: https://www.rp-photonics.com/supercontinuum_generation.html
- [26] SuperK FIANIUM supercontinuum laser. [Online]. Available: <https://www.photonicsolutions.co.uk/product-detail.php?prod=6796>
- [27] F. Gallazzi, I. Cáceres, L. Monroy, J. Nuño, C. Pulido, P. Corredera, F. B. Naranjo, M. González-Herráez, and J. D. Ania Castañón, “Ultralong ring laser supercontinuum sources using standard telecommunication fibre,” vol. 147, p. 107632, 2022-03-01. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030399221007209>
- [28] G. Genty, S. Coen, and J. M. Dudley, “Fiber supercontinuum sources (invited),” vol. 24, no. 8, pp. 1771–1785, 2007-08-01, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-24-8-1771>
- [29] D. Castelló-Lurbe, “Breaking fundamental noise limitations to supercontinuum generation,” vol. 47, no. 6, pp. 1299–1302, 2022-03-15, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-47-6-1299>
- [30] *Single-Frequency Fiber Lasers*. [Online]. Available: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-981-13-6080-0>
- [31] Y. Feng, L. R. Taylor, and D. B. Calia, “150 w highly-efficient raman fiber laser,” vol. 17, no. 26, pp. 23 678–23 683, 2009-12-21, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-17-26-23678>
- [32] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Elsevier, 2008-05-13, google-Books-ID: uoRUi1Yb7ooC.
- [33] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, 2021-06-29, google-Books-ID: RkwvEAAAQBAJ.

- [34] J. Urricelqui Polvorinos, “Contribution to the development of brillouin optical time-domain analysis sensors,” 2016, accepted: 2017-02-24T16:46:14Z. [Online]. Available: <https://academica-e.unavarra.es/xmlui/handle/2454/23835>
- [35] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics, 6th Edition*. Academic Press, 2019, google-Books-ID: bbxIzQEACAAJ.
- [36] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer, “Resolved forward brillouin scattering in optical fibers,” vol. 54, no. 9, pp. 939–942, 1985-03-04, publisher: American Physical Society. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.939>
- [37] F. Rodríguez Barrios, “Estudio de los métodos de mejora de sensores brillouin distribuidos en fibra óptica mediante amplificación raman,” 2013, accepted: 2014-05-06T15:50:28Z. [Online]. Available: <https://ebuah.uah.es/dspace/handle/10017/20184>
- [38] A. Melloni, M. Frasca, A. Garavaglia, A. Tonini, and M. Martinelli, “Direct measurement of electrostriction in optical fibers,” vol. 23, no. 9, pp. 691–693, 1998-05-01, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-23-9-691>
- [39] A. Kobayakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. B. Ruffin, M. Sauer, S. R. Bickham, and R. Mishra, “Design concept for optical fibers with enhanced SBS threshold,” vol. 13, no. 14, pp. 5338–5346, 2005-07-11, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-13-14-5338>
- [40] M. D. Mermelstein, “SBS threshold measurements and acoustic beam propagation modeling in guiding and anti-guiding single mode optical fibers,” vol. 17, no. 18, pp. 16 225–16 237, 2009-08-31, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-17-18-16225>
- [41] D. Heiman, D. S. Hamilton, and R. W. Hellwarth, “Brillouin scattering measurements on optical glasses,” vol. 19, no. 12, pp. 6583–6592, 1979-06-15, publisher: American Physical Society. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.19.6583>
- [42] V. I. Kovalev and R. G. Harrison, “Waveguide-induced inhomogeneous spectral broadening of stimulated brillouin scattering in optical fiber,” vol. 27, no. 22, pp. 2022–2024, 2002-11-15, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-27-22-2022>
- [43] G. Valley, “A review of stimulated brillouin scattering excited with a broad-band pump laser,” vol. 22, no. 5, pp. 704–712, 1986-05, conference Name: IEEE Journal of Quantum Electronics.
- [44] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe, “Stimulated brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers,” vol. 4, no. 9, pp. 1397–1403, 1987-09-01, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-4-9-1397>

- [45] P. Narum, M. Skeldon, and R. Boyd, “Effect of laser mode structure on stimulated brillouin scattering,” vol. 22, no. 11, pp. 2161–2167, 1986-11, conference Name: IEEE Journal of Quantum Electronics.
- [46] M. H. Al-Mansoori, M. K. Abd-Rahman, F. R. M. Adikan, and M. A. Mahdi, “Widely tunable linear cavity multiwavelength brillouin-erbium fiber lasers,” vol. 13, no. 9, pp. 3471–3476, 2005-05-02, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-13-9-3471>
- [47] A. Fellay, L. Thévenaz, M. Facchini, M. Nikles, and R. Prince, “Distributed sensing using stimulated brillouin scattering: Towards ultimate resolution,” vol. 16, 1997-10-28.
- [48] B. S. Kawasaki, D. C. Johnson, Y. Fujii, and K. O. Hill, “Bandwidth-limited operation of a mode-locked brillouin parametric oscillator,” vol. 32, no. 7, pp. 429–431, 1978-04, publisher: American Institute of Physics. [Online]. Available: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.90073>
- [49] D. C. Johnson, K. O. Hill, B. S. Kawasaki, and D. Kato, “Tunable raman fibre-optic laser,” vol. 13, no. 2, pp. 53–55, 1977-01-20, publisher: IET Digital Library. [Online]. Available: https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_19770038
- [50] D. R. Ponikvar and S. Ezekiel, “Stabilized single-frequency stimulated brillouin fiber ring laser,” vol. 6, no. 8, pp. 398–400, 1981-08-01, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-6-8-398>
- [51] L. F. Stokes, M. Chodorow, and H. J. Shaw, “All-fiber stimulated brillouin ring laser with submilliwatt pump threshold,” vol. 7, no. 10, pp. 509–511, 1982-10-01.
- [52] P. Bayvel and I. P. Giles, “Evaluation of performance parameters of single-mode all-fiber brillouin ring lasers,” vol. 14, no. 11, pp. 581–583, 1989-06-01, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-14-11-581>
- [53] S. P. Smith, F. Zarinetchi, and S. Ezekiel, “Narrow-linewidth stimulated brillouin fiber laser and applications,” vol. 16, no. 6, pp. 393–395, 1991-03-15, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-16-6-393>
- [54] F. Zarinetchi, S. P. Smith, and S. Ezekiel, “Stimulated brillouin fiber-optic laser gyroscope,” vol. 16, no. 4, pp. 229–231, 1991-02-15, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-16-4-229>
- [55] S. Huang, K. Toyama, P. Nicati, L. Thévenaz, and H. Shaw, “Brillouin fiber optic gyro with push-pull phase modulator and synthetic heterodyne detection,” 1993-03-01.

- [56] M. H. Al-Mansoori, A. Al-Sheriyani, M. A. A. Younis, and M. A. Mahdi, “Widely tunable multiwavelength brillouin-erbium fiber laser with triple brillouin-shift wavelength spacing,” vol. 41, pp. 21–26, 2018-03-01. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1068520017305217>
- [57] Q. Li, Z. X. Jia, H. Z. Weng, Z. R. Li, Y. D. Yang, J. L. Xiao, S. W. Chen, Y. Z. Huang, W. P. Qin, and G. S. Qin, “Broadband multi-wavelength brillouin lasers with an operating wavelength range of 1500–1600 nm generated by four-wave mixing in a dual wavelength brillouin fiber laser cavity,” vol. 15, no. 5, p. 055103, 2018-04, publisher: IOP Publishing. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1612-202x/aaafb9>
- [58] D. Stepanov and G. Cowle, “Properties of brillouin/erbium fiber lasers,” vol. 3, no. 4, pp. 1049–1057, 1997-08, conference Name: IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.
- [59] Y. Song, L. Zhan, S. Hu, Q. Ye, and Y. Xia, “Tunable multiwavelength brillouin-erbium fiber laser with a polarization-maintaining fiber sagnac loop filter,” vol. 16, no. 9, pp. 2015–2017, 2004-09, conference Name: IEEE Photonics Technology Letters.
- [60] T. Mirtchev and N. Minkovski, “Extremely transient pulses from a brillouin fiber laser,” vol. 5, no. 2, pp. 158–160, 1993-02, conference Name: IEEE Photonics Technology Letters.
- [61] C. Montes, D. Bahloul, I. Bongrand, J. Botineau, G. Cheval, A. Mamhoud, E. Picholle, and A. Picozzi, “Self-pulsing and dynamic bistability in cw-pumped brillouin fiber ring lasers,” vol. 16, no. 6, pp. 932–951, 1999-06-01, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-16-6-932>
- [62] S. Loranger, V. L. Iezzi, and R. Kashyap, “Demonstration of an ultra-high frequency picosecond pulse generator using an SBS frequency comb and self phase-locking,” vol. 20, no. 17, pp. 19455–19462, 2012-08-13, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-20-17-19455>
- [63] R. Huber, M. Wojtkowski, and J. G. Fujimoto, “Fourier domain mode locking (FDML): A new laser operating regime and applications for optical coherence tomography,” vol. 14, no. 8, pp. 3225–3237, 2006-04-17, publisher: Optica Publishing Group. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-14-8-3225>
- [64] J. P. Kolb, J. Klee, T. Pfeiffer, and R. Huber, “nm FDML laser with centimeter coherence length and 1.67 MHz sweep rate for full eye length and retinal ultra-widefield OCT,” in *Optical Coherence Imaging Techniques and Imaging in Scattering Media II (2017)*, paper 104160J. Optica Publishing Group, 2017-06-25, p. 104160J. [Online]. Available: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=ECBO-2017-104160J>

- [65] C. A. Galindez and J. M. Lopez-Higuera, “Pulsed wavelength-tunable brillouin fiber laser based on a fourier-domain mode-locking source,” vol. 5, no. 4, pp. 1 500 907–1 500 907, 2013-08, conference Name: IEEE Photonics Journal.
- [66] C. A. Galindez, L. Rodriguez-Cobo, F. Anabitarte, and J. M. Lopez-Higuera, “Integral temperature hybrid laser sensor,” in *OFS2012 22nd International Conference on Optical Fiber Sensors*, vol. 8421. SPIE, 2012-11-07, pp. 1429–1432. [Online]. Available: <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/8421/842199/Integral-temperature-hybrid-laser-sensor/10.1117/12.975183.full>
- [67] D. Huang, Y. Shi, F. Li, and P. K. A. Wai, “Fourier domain mode locked laser and its applications,” vol. 22, no. 9, p. 3145, 2022-04-20.
- [68] Thorlabs - SOA1117s c-band semiconductor optical amplifier, CWL=1550 nm (typ.), butterfly pkg, SM, FC/APC. [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=SOA1117S>
- [69] LDC-3700c combination laser diode driver and temperature controllers [discontinued]. [Online]. Available: <https://www.newport.com/f/laser-diode-controllers-ldc-3700c>
- [70] FFP-TF & FFP-TF2. [Online]. Available: <https://lunainc.com/product/ffp-tf-ffp-tf2>
- [71] Thorlabs - 6015-3 fiber optic circulator, 1525 - 1610 nm, SMF, no connectors. [Online]. Available: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=6015-3>
- [72] SMF-28® ultra optical fibers | single mode optical fiber | corning. [Online]. Available: <https://www.corning.com/optical-communications/worldwide/en/home/products/fiber/optical-fiber-products/smf-28-ultra.html>
- [73] EXFO. MaxTester 730b | OTDR portátil. [Online]. Available: <https://www.exfo.com/es/productos-descontinuados/maxtester-730b/>
- [74] Generador de funciones keysight technologies 33250a, onda sinusoidal de 1Hz → 80mhz | RS components. [Online]. Available: <https://es.rs-online.com/web/p/generadores-de-funciones/6672594>
- [75] Keysight. Product active exemplar. Section: Article Section. [Online]. Available: <https://www.keysight.com/us/en/product/E3634A/200w-power-supply-25v-7a-50v-4a.html>

Anexos

A. Hojas técnicas

Fiber Fabry-Perot Tunable Filter | FFP-TF2

Specifications	FFP-TF2												
Optical Properties													
Operating Wavelength Range ¹ (Custom)	800 - 1200 nm												
Operating Wavelength Ranges ¹ (Standard)	<table border="0" style="width: 100%;"> <tr> <td>O-Band</td><td>1260 - 1360 nm</td> <td>C-Band</td><td>1520 - 1570 nm</td> </tr> <tr> <td>E-Band</td><td>1360 - 1480 nm</td> <td>L-Band</td><td>1570 - 1620 nm</td> </tr> <tr> <td>S-Band</td><td>1480 - 1520 nm</td> <td>C & L Band</td><td>1520 - 1620 nm</td> </tr> </table>	O-Band	1260 - 1360 nm	C-Band	1520 - 1570 nm	E-Band	1360 - 1480 nm	L-Band	1570 - 1620 nm	S-Band	1480 - 1520 nm	C & L Band	1520 - 1620 nm
O-Band	1260 - 1360 nm	C-Band	1520 - 1570 nm										
E-Band	1360 - 1480 nm	L-Band	1570 - 1620 nm										
S-Band	1480 - 1520 nm	C & L Band	1520 - 1620 nm										
Free Spectral Range (fixed FSR but selectable within this range)	100 to 45,000 GHz (800 pm to 340 nm at 1550 nm)												
Standard Finesse Values (nominal)	10, 40, 100, 200, 500,												
(For non-standard finesse values up to 16,000 - Contact Micron Optics)	650, 1000, 2000, 4000												
3dB Bandwidth	Equals desired FSR/Finesse												
Insertion Loss ²	<1.5 dB												
Polarization Dependent Loss ²	<0.2 dB												
Input Power (Maximum) ³	< 100mW (for finesse <200)												
Glitch Free Dynamic Range (GFDR)	> 15 dB												
Electrical Properties													
Tuning Voltage/FSR	< 18 V												
Capacitance	< 3.0 µF												
Cycling Speed Over 1 FSR	800 Hz (max)												
Maximum Tuning Voltage	70 V												
Mechanical Properties													
Dimensions	13.5 mm x 25.8 mm x 57.2 mm												
Weight	53 g												
Mounting Holes	(4) #1-72 UNF x 0.16 inch deep												
Cable Jacket (loose)	900 µm buffer tubing												
Cable Length	>1 m												
Connector	See Options												
Environmental Properties^{2,4}													
Operating Temperature ¹	-20° to 80°C												
Δ Operating Voltage/Operating Temperature	< 18 V												
Δ Insertion Loss/Operating Temperature (dependent on FSR)	< 0.5 dB												
Δ Insertion Loss/Vibration	< 0.5 dB												
Notes: 1. Specifications are dependent on filter configuration. Please contact Micron Optics for final specifications. 2. Typical value; final value is dependent on Free Spectral Range and Finesse. 3. Maximum input power level depends on finesse value. Generally, the higher the finesse, the lower the maximum input power level. 4. These parameters are not available for all possible configurations. Please contact Micron Optics for details.													
Ordering Information FFP-TF2 - www - bbbuffff - ii (Example: FFP-TF2 -1550 - 040G0200 -2.5)													
www: Wavelength Band	bbb: Bandwidth	u: Bandwidth Unit	ffff: Finesse	ii: Insertion Loss									
1310 (1260 - 1360 nm) 1550 (1520 - 1570 nm) 1420 (1360 - 1480 nm) 1600 (1570 - 1620 nm) 1500 (1480 - 1520 nm) 1580 (1520 - 1620 nm)	Specify bandwidth (i.e: 040 = 40GHz)	G GHz M MHz	Specify finesse (i.e: 0200=Finesse of 200)	Specify Loss (i.e: 2.5=2.5dB loss)									
Options													
060 FC/SPC Connectors (Fusion Spliced)	061 FC/APC Connectors (Fusion Spliced)	062 SC/SPC Connectors (Fusion Spliced)											
063 SC/APC Connectors (Fusion Spliced)	065 FC/APC Connectors (Connectorized)	069 Other Connectors											
Micron Optics, Inc. 1852 Century Place NE Atlanta, GA 30345 USA		phone 404 325 0005 fax 404 325 4082 www.micronoptics.com	Copyright ©2010, Micron Optics, Inc FFP-TF2_0906b_0906.1										

Figura A.1: Hoja técnica del filtro sintonizable de fibra Fabry-Perot

C-Band Semiconductor Optical Amplifier, Non-linear



Description

Thorlabs' SOA1117S is a polarization-insensitive optical amplifier with advanced epitaxial wafer growth and opto-electronic packaging techniques that enable a high output saturation power, low noise figure, and large gain across a broad spectral bandwidth.

Specifications

$T_{CHIP} = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$, $T_{CASE} = 0 - 70\text{ }^{\circ}\text{C}$



SOA1117S				
	Symbol	Min	Typical	Max
Operating Current	I_{OP}	-	500 mA	600 mA
Operating Wavelength Range (C-Band)	λ	1528 nm	-	1562 nm
Center Wavelength	λ_C	-	1550 nm	-
Saturation Output Power @ -3 dB across λ	P_{SAT}	6 dBm	9 dBm	-
Small Signal Gain across λ @ $P_{IN} = -20\text{ dBm}$	G	15 dB	20 dB	-
Gain Ripple (p-p) @ I_{OP}	δG	-	0.2 dB	0.5 dB
Polarization Dependent Gain	PDG	-	1 dB	2.5 dB
Noise Figure	NF	-	10 dB	11.5 dB
Forward Voltage	V_F	-	1.4 V	2.0 V
TEC Operation (Typ. / Max @ $T_{CASE} = 25\text{ }^{\circ}\text{C} / 70\text{ }^{\circ}\text{C}$)				
-TEC Current	I_{TEC}	-	0.2 A	1.5 A
-TEC Voltage	V_{TEC}	-	0.4 V	4.0 V
-Thermistor Resistance	R_{TH}	-	10 k Ω	-

Performance Plots

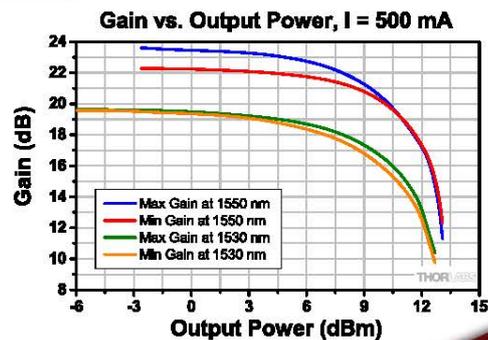
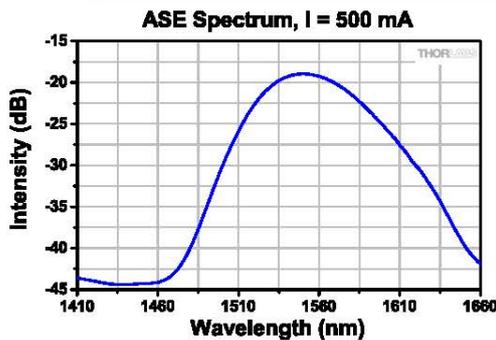


Figura A.2: Hoja técnica del amplificador de semiconductor empleado

B. Función para la medida completa de FDML-Brillouin

```
1 prologix_h=gpi_usb_prologix_open('COM8'); % Activa el ...
   puerto
2 % de GIPB-USB prologix
3 DS02002X_h=visa('agilent',['USB0::0x0957::0x179B::' ...
4   'MY52166504::0::INSTR']);
5 %Fijar temperatura SOA
6 modo_TEC=ILX_LAserDriver_TEC_MODE(prologix_h,3,0);
7 Temperatura=ILX_LAserDriver_TEC_SETPOINT(prologix_h,3,0, ...
8   24.0);
9 Act_TEC=ILX_LAserDriver_TEC_ONOFF(prologix_h, 'ON', 0);
10 valor=ILX_LAserDriver_BEEP(prologix_h, 2,0);
11 tic;
12 %Fijar corriente SOA
13
14 for corriente=300:20:480
15   disp(num2str(corriente));
16   modo_LAS=ILX_LAserDriver_LAS_MODE(prologix_h, 2, 0);
17   Corriente=ILX_LAserDriver_LAS_SETPOINT
18   (prologix_h,1,0,num2str(corriente));
19   Act_LAS=ILX_LAserDriver_LAS_ONOFF(prologix_h, 'ON', 0);
20   set_gpi_addr(prologix_h, 11); % 11 es la direccion
21   % del GPIB y addr activa la direccion en el GPIB-USB
22   fprintf(prologix_h,'AUTOMEAS;'); %Hacer un autoscale.
23   pause(1);
24   %Medimos 10 veces el espectro.
25   Datos=zeros(1,800);
26   for i=1:100
27     [data,lambda]=osa_hp_read_spectrum (prologix_h);
28     Datos=[Datos;data];
29   end
30   Datos=Datos(2:101,:);
31   figure;
32   for i=1:100
33     hold on;
34     plot (lambda,Datos(i,:));
35   end
36   [dataA, ...
37     lambdaA]=osa_hp_read_spectrum_AVERAGE(prologix_h,10);
38   plot (lambdaA,dataA);
```

```

39 frequency=DS02002X_MEASURE(DS02002X_h, 1,1);
40 offset=DS02002X_MEASURE(DS02002X_h, 3,1);
41 Vpp=DS02002X_MEASURE(DS02002X_h, 2,1);
42 frequency_str=regexprep(frequency, '^|\.\.','$');
43 offset_str=regexprep(offset, '^|\.\.','$');
44 Vpp_str= regexprep(Vpp, '^|\.\.','$');
45 frequency_str=regexprep(frequency_str, '+', '');
46 offset_str=regexprep(offset_str, '+', '');
47 Vpp_str= regexprep(Vpp_str, '+', '');
48
49 offset_str=regexprep(offset_str, '-', 'M');
50 save(['medidas100of' num2str(corriente) '_o' ...
51     offset_str(1:5) '_f' frequency_str(1:8) '_VPP' ...
52     Vpp_str(1:4)], 'lambda', 'Datos');
53 save(['medidasAVGof' num2str(corriente) '_o' ...
54     offset_str(1:5) '_f' frequency_str(1:8) '_VPP' ...
55     Vpp_str(1:4)], 'lambdaA', 'dataA');
56 save(['medidasVARof' num2str(corriente) '_o' ...
57     offset_str(1:5) '_f' frequency_str(1:8) '_VPP' ...
58     Vpp_str(1:4)], 'corriente', 'offset', 'frequency', ...
59     'Vpp');
60
61 toc;
62 end
63
64 Act_LAS=ILX_LAserDriver_LAS_ONOFF(prologix_h, 'OFF', 0);
65 Act_TEC=ILX_LAserDriver_TEC_ONOFF(prologix_h, 'OFF', 0);
66
67 gpib_close(prologix_h); %Cierra el puerto de GIPB-USB ...
68 prologix

```

```

1 function [corriente, frecuencia, offset, Vpp] = ...
2     obtener_param (B)
3     % devuelve los valores de las variables asociadas a un ...
4     % .mat de valores
5
6     a = load (B);
7
8     corriente = (a.corriente);
9     frecuencia = str2double(a.frequency);
10    offset = str2double(a.offset);
11    Vpp = str2double(a.Vpp);
12
13 end

```

C. Función para el Procesado de datos

```
1 function [] = readsave_data (directorio,n)
2 % leer valores y guardar en dos puntos .mat
3
4 nombre = dir(directorio);
5 %procedo a procesar solo los que contengan ...
   'medidasAVGof' en el nombre
6 usefull = 1;
7 for i=1:size(nombre,1)
8     palabra = 'medidasAVGof';
9     b = nombre(i).name;
10    %si esta vacio es pq no hay coincidencia
11    ex = strfind(b,palabra);
12    A = ~isempty(ex); % true (1) si concide y sino es ...
       false (0)
13    if A
14        B_AVG = strcat(directorio,b);
15        load(B_AVG);
16        % buscando los valores de corriente, ...
           frecuencia, offset, Vpp
17        B_VAR = replace(B_AVG,'AVG','VAR');
18        [corriente, frecuencia, offset, Vpp] = ...
           obtener_param (B_VAR);
19        % para la primera interacion
20        if usefull == 1
21            data_general = [corriente, frecuencia, ...
                offset, Vpp];
22            valores = cat(1,lambdaA,dataA);
23        else
24            %genero los arrays de tama o variable
25            data_general = ...
                cat(1,data_general,[corriente, ...
                frecuencia, offset, Vpp]);
26            data1 = cat(1,lambdaA,dataA);
27            valores = cat(3,valores,data1);
28        end
29        usefull = 0;
30    end
31 end
32 save (strcat(directorio,n,'_data.mat'),'data_general');
33 save (strcat(directorio,n,'_valores.mat'),'valores');
34 end
```

D. Gráficas BOX-plot variación de Offset, frecuencia, Vpp

```
1 d = 'MedidasVARoffset\';
2 %readsave_data(d,'MedidasVARoffset'); % save como .mat
3 load(strcat(d,'MedidasVARoffset_data.mat'))
4 load(strcat(d,'MedidasVARoffset_valores.mat'))
5
6 % d = 'MedidasVARfreq\';
7 % readsave_data(d,'MedidasVARfreq'); % save como .mat
8 % load(strcat(d,'MedidasVARfreq_data.mat'))
9 % load(strcat(d,'MedidasVARfreq_valores.mat'))
10
11 % d = 'MedidasVARVPP\';
12 %readsave_data(d,'MedidasVARVPP'); % save como .mat
13 % load(strcat(d,'MedidasVARVPP_data.mat'))
14 % load(strcat(d,'MedidasVARVPP_valores.mat'))
15
16 %reajustando los valores en la matriz
17 maximos = ones (size(data_general,1),1);
18
19 for i = 1:size(data_general,1)
20     maximos(i) = max(valores(2,:,i));
21 end
22
23 maximos = cat (2,data_general(:,3),maximos);
24 maximos = sortrows (maximos,1);
25
26 maximo = reshape(maximos(:,2),[],10);
27
28 figure()
29 h = boxplot(maximo,unique(round(data_general(:,3))));
30 set(h,{'linewidth'},{1.3})
31 set(findobj(gca,'type','line'),'linewidth',1.3)
32 set(gca,'linewidth',1.3)
33 grid on
34 ylabel('Potencia [dBm'],'FontWeight','bold')
35 xlabel('Valores de Voltaje offset ...
36         [V'],'FontWeight','bold')
37 title('Potencia para Voltajes ...
38         offset','FontUnits','points')
```

E. Gráficas BOX-plot variación de corriente

```
1 %% variacion de corriente
2 % d = 'MedidasVARoffset\';
3 % load(strcat(d,'MedidasVARoffset_data.mat'))
4 % load(strcat(d,'MedidasVARoffset_valores.mat'))
5 %
6 % d = 'MedidasVARfreq\';
7 % load(strcat(d,'MedidasVARfreq_data.mat'))
8 % load(strcat(d,'MedidasVARfreq_valores.mat'))
9 %
10 d = 'MedidasVARVPP\';
11 load(strcat(d,'MedidasVARVPP_data.mat'))
12 load(strcat(d,'MedidasVARVPP_valores.mat'))
13
14 %reajustando los valores en la matriz
15
16 maximos = ones (1,size(data_general,1));
17
18 for i = 1:size(data_general,1)
19     maximos(i) = max(valores(2,:,i));
20 end
21
22 maximos = reshape(maximos,[],10);
23
24
25 figure()
26 h = boxplot(maximos,unique(data_general(:,1)));
27 set(h,{'linewidth'},{1.3})
28 set(findobj(gca,'type','line'),'linewidth',1.3)
29 set(gca,'linewidth',1.3)
30 grid on
31 ylabel('Potencia [dBm'],'FontWeight','bold')
32 xlabel('Corriente [mA'],'FontWeight','bold')
33 title('Potencia seg n la Corriente (V_{pp} ...
        variable)','FontUnits','points')
```

F. Ajuste gaussiano y ancho de banda

```
1 d = 'MedidasVARoffset\';
2 load(strcat(d,'MedidasVARoffset_data.mat'))
3 load(strcat(d,'MedidasVARoffset_valores.mat'))
4
5 % d = 'MedidasVARfreq\';
6 % load(strcat(d,'MedidasVARfreq_data.mat'))
7 % load(strcat(d,'MedidasVARfreq_valores.mat'))
8
9 % d = 'MedidasVARVPP\';
10 % load(strcat(d,'MedidasVARVPP_data.mat'))
11 % load(strcat(d,'MedidasVARVPP_valores.mat'))
12 % bw = ones(size(valores,3),1);
13
14 for j = 1:size(valores,3)
15
16     %convert to Watt
17     f = ...
18         fit(valores(1,221:550,j).',valores(2,221:550,j).',...
19             'gauss2');
20     y = ones(1,(550-220));
21
22     for i=1:(550-220)
23         y(i)= f(valores(1,220+i,j));
24     end
25
26     [pks,locs,fwhm,prom] = ...
27         findpeaks(y,valores(1,221:550,j), ...
28                 'MinPeakDistance',17);
29     if size(fwhm,2)>1
30         if ~isempty(fwhm)
31             bw(j)=fwhm(1);
32         else
33             bw(j)=0;
34         end
35     else
36         if ~isempty(fwhm)
37             bw(j)=fwhm;
38         else
39             bw(j)=0;
40         end
41     end
42 end
```