



PROYECTO FIN DE CARRERA

DISEÑO, CONSTRUCCIÓN Y EVALUACIÓN DE UN LÁSER DE CAVIDAD EXTERNA CON LONGITUD DE ONDA DE EMISIÓN SINTONIZABLE

MEMORIA 1/2

Autor: Daniel Lite de Toro

Director: D. Asier Villafranca Velasco

Ponente: D. Ignacio Garcés Gregorio

Grupo de Tecnologías de la Comunicación

Departamento de Ingeniería Electrónica y Comunicaciones

Ingeniería de Telecomunicación

Junio 2010



A mi familia

DISEÑO, CONSTRUCCIÓN Y EVALUACIÓN DE UN LÁSER DE CAVIDAD EXTERNA CON LONGITUD DE ONDA DE EMISIÓN SINTONIZABLE

RESUMEN

El objetivo del proyecto es construir un láser de cavidad externa capaz de realizar la sintonización en longitud de onda para que pueda utilizarse en equipos de test y medida.

Inicialmente, se estudian los fundamentos teóricos de los láseres sintonizables y más concretamente de los que utilizan la sintonización mediante rejillas de difracción así como de las técnicas que se aplicarán a nuestro láser para mejorar las prestaciones del mismo, lo cual representa la parte de innovación tecnológica.

Posteriormente, se realiza la caracterización de cada uno de los componentes que forman nuestro sistema final: el chip de ganancia, la cavidad externa, el cristal resonador y el umbralizado de Brillouin. El objetivo de dicha caracterización es conocer con precisión el comportamiento aislado de los componentes y ver su dependencia de otros parámetros como la corriente o la temperatura.

Una vez terminada la caracterización, se realiza el montaje completo del láser sintonizable en mesa óptica y se hace una evaluación de los resultados obtenidos con diferentes configuraciones, como son la Littrow y la Littman.

Finalmente, se aplican nuevas técnicas al sistema diseñado, tales como el cristal resonador y el filtrado Brillouin realimentado, con el objetivo de mejorar las prestaciones de nuestro sistema y tener una señal filtrada monomodo con la mayor supresión modal posible.

Índice

Lista de acrónimos.....	9
1. Introducción.....	11
1.1. Motivación.....	11
1.2. Antecedentes.....	12
1.3. Objetivos.....	13
1.4. Organización de la memoria.....	13
2. Fundamentos de láseres sintonizables.....	15
2.1. El láser de cavidad externa.....	16
2.2. Rejillas de difracción.....	18
2.3. Estructuras de cavidad externa.....	20
2.3.1. Configuración Littrow.....	20
2.3.2. Configuración Littman.....	21
2.3.3. Filtrado modal.....	22
2.4. Manipulación posterior de la señal.....	23
3. Caracterización de los elementos del sistema.....	25
3.1. Caracterización del chip de ganancia.....	26
3.2. Caracterización de la cavidad externa.....	31
3.3. Caracterización del cristal resonador.....	39
3.4. Caracterización del umbralizado Brillouin.....	42

4. Construcción y montaje del sistema.....	47
4.1. Arquitectura del sistema.....	48
4.2. Montaje del sistema.....	50
4.3. Cavidad externa.....	50
4.3.1. Configuración Littrow.....	52
4.3.2. Configuración Littman.....	55
4.4. Filtrado modal.....	61
4.4.1. Cristal resonador.....	61
4.4.2. Filtrado Brillouin realimentado.....	61
4.5. Resultados y conclusiones.....	64
5. Conclusiones.....	67
Anexo I. Hojas características.....	69
I.1. Chip de ganancia.....	69
I.2. Rejillas de difracción.....	73
I.2.1. Rejilla de difracción de 600 líneas/mm.....	75
I.2.2. Rejilla de difracción de 1200 líneas/mm.....	75
I.3. Objetivo microscópico.....	76
I.4. Bosa.....	77
Anexo II. Software monocromador.....	79
Bibliografía.....	83
Agradecimientos.....	85

Lista de acrónimos

APL	Aragon Photonic Labs.
AR	Anti-Reflection
ASE	Amplified Spontaneous Emission
BOSA	Brillouin Optical Spectrum Analyzer
CW	Continuous Wave
ECL	External Cavity Laser
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier
FP	Fabry-Perot
FSR	Free Spectral Range
FWHM	Full Width at Half Maximum
GPIB	General Purpose Instrumentation Bus
GTF	Photonics Technologies Group
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LED	Light Emitting Diode
MEMS	Microelectromechanical System
NA	Numerical Aperture
OSA	Optical Spectrum Analyzer
RBW	Resolution Bandwidth
SAF	Single-Angled-Facet
SBS	Stimulated Brillouin Scattering
SMF	Single Mode Filter
SMSR	Side-Mode Suppression Ratio
SOA	Save Operation Area
TLS	Tunable Laser Source
TOYBA	Optical Transmission and Broadband Technologies Group
VBA	Visual Basic for Applications
VRC	Viewing Region Card

I

Introducción

1.1. Motivación

La primera de las motivaciones de este proyecto es el propio reto de construir un laser sintonizable desde el principio hasta el final, pasando por todas las fases (diseño, construcción y evaluación) y comprobar el funcionamiento de todos y cada uno de los componentes que lo forman.

Los TLS's (Tunable Laser Source) comerciales existentes en la actualidad tienen elevadas prestaciones en cuanto a estabilidad y linealidad en potencia y elevada supresión modal pero presentan el inconveniente de ser excesivamente caros.

Dado el marco en el que se realiza el proyecto, en las instalaciones del laboratorio de Transmisiones Ópticas y Banda Ancha (TOYBA), en colaboración con la Universidad de Zaragoza, se brinda la oportunidad de realizar todas las medidas con aparatos de elevada resolución y grandes prestaciones que en otro contexto serían impensables debido a su elevado coste.

Tradicionalmente, la aplicación de la espectroscopía óptica ha estado limitada por su excesivo ancho de banda de resolución, por ejemplo la del OSA (Optical Spectrum Analyzer) es de 0.06nm en el mejor de los casos, equivalentes a unos 7.5GHz a 1550nm. En nuestro caso trabajamos con anchuras espectrales en torno a las decenas de MHz, por lo cual vemos que esta resolución es claramente insuficiente para realizar medidas de precisión.

En este contexto, la empresa Aragón Photonics Labs. S.L.U. (APL), en estrecha colaboración con el laboratorio de Transmisiones Ópticas y Banda Ancha (TOYBA), ha venido desarrollando durante los últimos 6 años nuevas tecnologías para el test y medida de señales así como dispositivos en el campo de las comunicaciones ópticas. En especial cabe destacar el analizador de espectros de alta resolución BOSA (Brillouin Optical Spectrum Analyzer), con una resolución 3 órdenes de magnitud superior a los analizadores de espectros ópticos tradicionales y que ha sido galardonado por su innovación.

Tras todo lo dicho anteriormente, la segunda de las motivaciones es poder realizar las medidas experimentales de los espectros que necesiten de una mejor resolución con el BOSA, medidas que no se tienen hasta el momento cuyos resultados obtenidos pueden darnos datos que hasta el momento se desconocen, dada la resolución con la que se realizan.

La tercera de las motivaciones, la cual será la base de los resultados obtenidos, es aplicar el umbralizado de Brillouin al sistema completo. Este efecto no lineal no se ha aplicado anteriormente a láseres sintonizables y el objetivo del mismo es mejorar las prestaciones de nuestro láser sintonizable y, concretamente, optimizar la supresión modal.

Finalmente, cabe destacar como motivación añadida una de las aplicaciones del TLS diseñado y es utilizarlo para aplicaciones de medida, por ejemplo como fuente sintonizable para el BOSA, aplicando los conocimientos que tenemos en el grupo de láseres y de efectos no-lineales.

1.2. Antecedentes

Los diodos láser se usan actualmente en muchas áreas de la física y la ingeniería. Se fabrican principalmente para la industria de las telecomunicaciones y para unidades de lectura- escritura de audio y video, pero también podemos encontrarlos en procesamiento de materiales (corte, perforación, grabado o soldadura), en medicina (en operaciones para corregir la vista o imperfecciones en la piel), e incluso en la industria militar (para guiar misiles, como miras de rifles, etc.).

Para entender su origen podemos recurrir a su acrónimo, LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), esto es, amplificación de la luz por radiación de emisión estimulada.

Una vez sabido el origen de los diodos láser, nos centramos en el Diodo Láser de Cavidad Externa (ECL). Gracias a la cavidad externa es posible reducir el ancho de banda de emisión procedente del medio de ganancia, manteniendo la posibilidad de realizar la sintonización en longitud de onda.

Se han hecho diversos intentos para fabricar dispositivos monolíticos con sintonización espectral: láser sintonizable de guía doble, láseres “Y”, y láseres de retroalimentación sintonizables. Sin embargo, estos esquemas no han sido capaces de competir con las prestaciones de la cavidad externa, en términos de sintonía en frecuencia y reducción del ancho de banda, ambas características cruciales en espectroscopia.

Como consecuencia de lo anteriormente descrito, las configuraciones de cavidad externa son las más usadas en esas aplicaciones. Las configuraciones más exitosas en láseres de cavidad externa han sido la de Littrow y la de Littman. En ambos casos la cavidad externa contiene una rejilla de difracción con la que podemos seleccionar una longitud de onda a través de la retroalimentación producida. La selección de la longitud de onda se logra por medio de movimientos mecánicos de la rejilla de difracción o del espejo de sintonización.

1.3. Objetivos

El objetivo principal del proyecto es la caracterización tanto del chip de ganancia con acople a fibra como de la cavidad resonante para construir un sistema de sintonización que permita “barrer” en longitud de onda el láser para que pueda usarse en equipos de test y medida.

Para llegar a este objetivo final, trataremos de cumplir los siguientes propósitos:

- Se diseñará el sistema de sintonización después de haber valorado las diferentes alternativas existentes, dado el marco en el que se sitúa el Proyecto.
- Una vez determinado el diseño, se caracterizarán no sólo los componentes físicos del sistema de sintonización, sino todos los posibles parámetros (temperatura, corriente, etc.) que puedan influir en los resultados obtenidos.
- Se realizará el montaje completo del láser sintonizable en mesa óptica y se hará una evaluación completa de los resultados obtenidos en varias configuraciones posibles, como son las configuraciones Littrow y Littman.
- Se aplicarán nuevas técnicas al sistema diseñado, como el cristal resonador y el umbralizado Brillouin, con el objetivo de mejorar las prestaciones de nuestro láser sintonizable, y se realizará una evaluación final en base a los resultados finales.

1.4. Organización de la memoria

La memoria de este Proyecto Fin de Carrera se divide en cinco capítulos. El primer y presente capítulo pretende justificar las bases de este proyecto, presentando los objetivos y la importancia y aplicación del sistema que se pretende desarrollar.

El segundo capítulo se corresponde con la parte teórica del proyecto. En él se dan los fundamentos básicos de los láseres sintonizables y se valoran las alternativas posibles de diseño para terminar eligiendo la alternativa que se va a desarrollar. Una vez hecha esta elección se establecen las bases teóricas de las nuevas técnicas cuyo objetivo final es la mejora de las prestaciones de nuestro laser sintonizable diseñado.

En el tercer capítulo se detalla la caracterización de todos y cada uno de los elementos que forman el sistema con el objetivo de conocer de forma precisa su comportamiento, su posible

dependencia de parámetros como la corriente o la temperatura y saber cómo se comporta cada uno de ellos de forma aislada como fase previa a realizar el montaje conjunto.

En el cuarto capítulo se describe la construcción y el montaje del sistema completo en varias configuraciones posibles. Se evalúa cada una de ellas y se concluye implementando y analizando varias alternativas de mejora de las prestaciones del dispositivo.

Las conclusiones, recogidas en un capítulo final, pretenden resumir los logros conseguidos, al igual que plantear mejoras de implementación e ilustrar futuros campos de investigación.

II

Fundamentos de láseres sintonizables

Este capítulo sirve para sentar las bases teóricas del láser sintonizable. Se comenzará con una descripción teórica del láser de cavidad externa justificando la necesidad de que la cavidad sea externa al propio láser. Posteriormente se pasará a dar los fundamentos de las rejillas de difracción y las posibles estructuras de diseño para la cavidad. Finalmente se explicarán las técnicas utilizadas en la manipulación posterior de la señal con el objetivo de optimizar los parámetros de nuestro láser sintonizable.

2.1. Láser de cavidad externa

El láser de cavidad externa sintonizable es una fuente óptica tecnológicamente desarrollada y disponible comercialmente. Comenzaremos la descripción del mismo justificando la necesidad de agregar una cavidad externa al diodo láser.

El diodo láser es una estructura semiconductor Fabry-Perot (FP). Antes de que la luz del láser salga al exterior, ésta se encuentra dentro de una cavidad de una determinada longitud que nos permite tener ciertos modos o frecuencias posibles. Tenemos por tanto un medio de ganancia que tiene unas características de emisión fijas y que emite varios modos generados en su interior. El parámetro más interesante de la cavidad interna es la separación modal, que viene dada por la expresión 2.1:

$$\Delta\nu_{interna} = \frac{c}{2\eta_{eff}L_{interna}} \quad [2.1]$$

En la que c es la velocidad de la luz en el vacío, η_{eff} es el índice de refracción y $L_{interna}$ es la longitud interna del medio de ganancia.

La importancia de añadir una realimentación externa al mismo radica en la posibilidad de controlar los parámetros de emisión, es decir, conseguir sintonizar a la longitud de emisión deseada y reducir la anchura espectral de emisión de tal forma que el filtrado que se realiza es mucho más fino [1].

Por lo tanto podemos decir que la cavidad externa se utiliza con el doble objetivo de:

- Conseguir sintonizabilidad.
- Conseguir anchuras espetrales reducidas mediante realimentación filtrada.

Una vez vista la necesidad de la cavidad externa, las posibles opciones para su sintonización son básicamente tres: rejilla de difracción, sistemas micro-electro-mecánicos conocidos por sus siglas “MEMS” [2] y filtros acustoópticos [3].

La alternativa de sintonización que vamos a desarrollar es la de rejilla de difracción. Este sistema es el más utilizado por la relativa facilidad de montaje del mismo, el bajo coste de sus componentes y por sus elevadas prestaciones.

Los componentes que forman la cavidad externa utilizando la sintonización mediante rejilla de difracción son: lente de colimación, rejilla de difracción y en alguna configuración concreta se añade también un espejo óptico. La disposición de los elementos de la cavidad externa así como la trayectoria de los haces de luz se muestra en la figura 2.1.

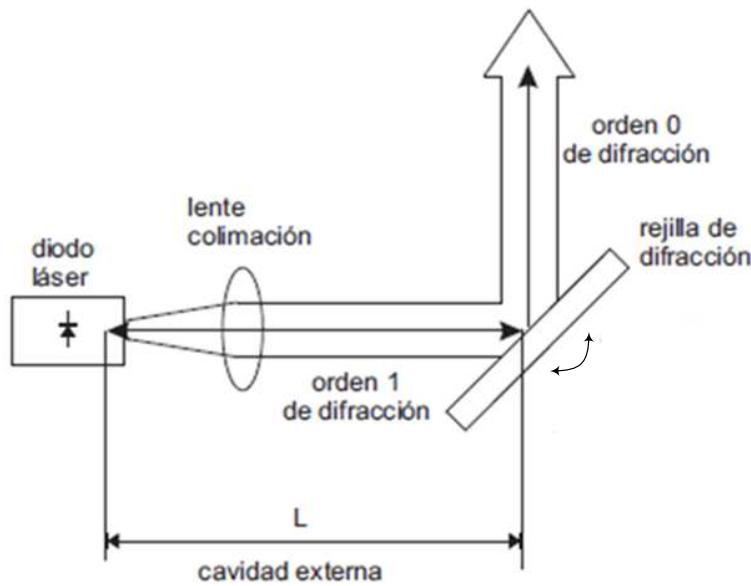


Figura 2.1. Disposición de los elementos en la sintonización por rejilla de difracción

El diodo láser es la fuente de luz cuyo ancho de banda se pretende reducir y sobre la cual se quiere sintonizar. El diodo sin cavidad externa presenta, típicamente, una gran divergencia angular en su haz. Con una lente de colimación buscamos que el haz converja para que la mayor parte de él sea transmitida a la cavidad.

La rejilla de difracción es la encargada de realizar el filtrado en longitud de onda ya que le llega un único haz colimado y lo difracta, de tal forma que cada longitud de onda sale de la rejilla con un ángulo diferente [4].

Analizando la longitud de la cavidad externa, L , está definida entre la pared posterior del diodo láser y la rejilla de difracción. Una variación en la posición angular de la rejilla esto provoca un cambio en la longitud de onda que tenemos a la salida.

Puesto que los modos que se forman son los propios de una cavidad Fabry-Perot, podemos calcular la separación de los modos generados en la cavidad externa (que no son los mismos que los generados en la cavidad interna) a partir de la expresión 2.2

$$\Delta\lambda_{externa} = \frac{\lambda^2}{2(L_{externa} + \eta_{eff}L_{interna})} \quad [2.2]$$

Donde $L_{externa}$ es la longitud de la cavidad externa (distancia entre el medio de ganancia y la rejilla), $L_{interna}$ es la longitud física del medio de ganancia, η_{eff} es el índice de refracción y λ la longitud de onda seleccionada por la cavidad externa.

2.2. Rejillas de difracción

Una vez conocidas las bases teóricas del láser de cavidad externa, pasamos a analizar en profundidad el elemento clave en la sintonización: la rejilla de difracción

La rejilla de difracción es la encargada de realizar la sintonización, es decir, seleccionar una única longitud de onda de entre un conjunto de ellas que llegan a la rejilla a través de un haz de luz previamente colimado.

Para entender cómo se realiza el proceso de difracción, recurrimos a la ecuación de las rejillas de difracción 2.3.

$$a(\sin \Theta_i + \sin \varphi_m) = m\lambda \quad [2.3]$$

En la que a es la distancia entre ranuras, Θ_i es el ángulo del haz incidente, φ_m es el ángulo del haz difractado de orden m y m es el orden de difracción ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$, etc.)

La explicación teórica de la ecuación de las rejillas de difracción es la siguiente: a su entrada tenemos un haz de luz (un punto de luz) y a su salida varios modos de emisión ($m = 0, m = \pm 1, m = \pm 2, \dots$), cada uno de los cuales sale con un ángulo diferente [5] y [6]. La representación de dicho fenómeno la podemos observar en la figura 2.2.

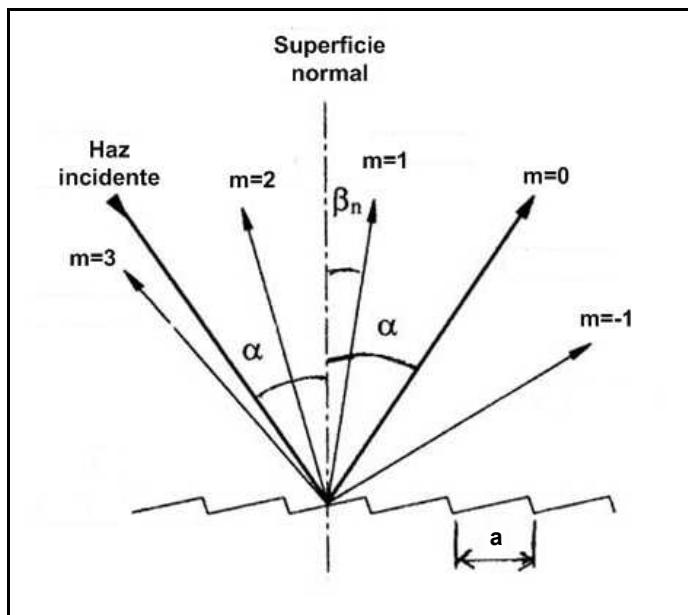


Figura 2.2. Representación de los diferentes modos de la rejilla de difracción

De todos los modos emitidos por la rejilla cabe destacar dos: el de orden uno, $m=1$, que es el que regresa al medio de ganancia para ser retroalimentado y así crear la cavidad externa, y el de orden cero, $m=0$, que constituye el haz de salida. Estos modos están representados de forma esquemática en la figura 2.1.

Si nos centramos ahora en el orden cero, $m = 0$ podemos decir que es el más fácil de encontrar de forma práctica ya que si imponemos la condición $m=0$ en la ecuación 2.3 obtenemos que:

$$a(\sin \Theta_i + \sin \varphi_m) = 0 \quad [2.4]$$

$$a \sin \varphi_m = -a \sin \Theta_i \quad [2.5]$$

$$\varphi_m = -\Theta_i \quad [2.6]$$

Es decir, que en el orden cero se cumple que el ángulo del rayo difractado es igual que el ángulo del haz incidente y de signo contrario.

Otro de los casos particulares que nos presenta la rejilla de difracción se produce cuando incidimos sobre la rejilla de forma perpendicular a la misma, es decir, cuando $\Theta_i = 0$. En dicho caso la ecuación de la rejilla queda reducida a la expresión 2.7:

$$a \sin \varphi_m = m\lambda \quad [2.7]$$

Uno de los parámetros de la rejilla de difracción que resulta de interés es la dispersión angular D , cuya ecuación 2.8 nos da el paso por la misma y describe cuanto cambia el ángulo de difracción con las variaciones de la longitud de onda.

$$D = \frac{d\varphi_m}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos \varphi_m} = \frac{(\sin \Theta_i + \sin \varphi_m)}{\lambda \cos \varphi_m} \quad [2.8]$$

2.3. Estructuras de la cavidad externa

2.3.1. Configuración Littrow

Los elementos que forman la configuración Littrow son los siguientes: medio de ganancia (que normalmente tiene un haz de salida divergente), una lente colimadora (que se encarga de focalizar el haz de luz) y la rejilla de difracción que consigue la sintonización en longitud de onda rotando su posición. La colocación de estos elementos la podemos observar en la figura 2.3, en la que se ha representado en verde la trayectoria que siguen los haces de luz en su recorrido [7].

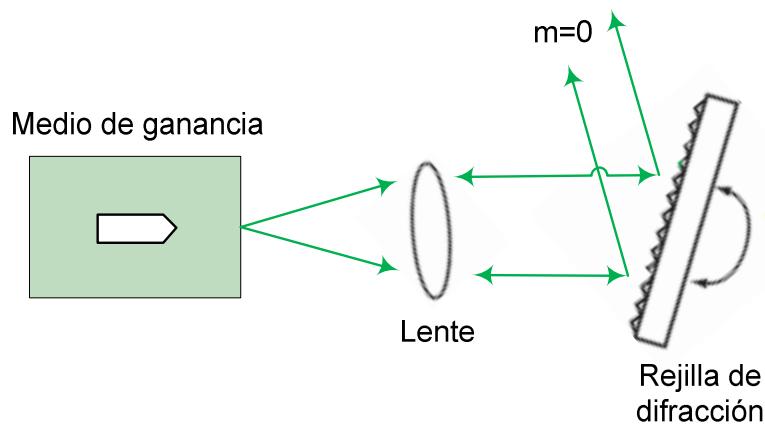


Figura 2.3. Disposición de los elementos en la Configuración Littrow

El método operativo que se sigue con esta configuración es el siguiente: el medio de ganancia emite un haz divergente, que pasa a estar colimado tras pasar por la lente y tras esto llega a la rejilla de difracción. En la rejilla la luz se difracta y se gira angularmente de tal forma que tengamos de vuelta hacia la lente el orden 1 de la difracción [8]. Tenemos por tanto un paso por rejilla, que es lo que provoca el filtrado del haz. La sintonización la conseguimos al girar angularmente la rejilla y quedarnos con la longitud de onda de vuelta hacia la entrada que nos interesa.

En la configuración Littrow se cumple que los ángulos de incidencia y difracción son iguales ($\Theta_i = \varphi_m$) y por tanto la ecuación de las rejillas de difracción correspondiente queda reducida a la expresión 2.9.

$$2a \sin \Theta_i = \lambda \quad [2.9]$$

Puesto que los ángulos de incidencia y difracción son iguales, la expresión para calcular la dispersión angular viene en la ecuación 2.10.

$$D_{\text{Littrow}} = \frac{d\varphi_m}{d\lambda} = \frac{2 \tan \Theta_i}{\lambda} \quad [2.10]$$

2.3.2. Configuración Littman

Los elementos que forman la configuración Littman son básicamente los mismos que para la configuración Littrow añadiendo un espejo óptico. El esquema de dicha configuración lo podemos observar en la figura 2.3.

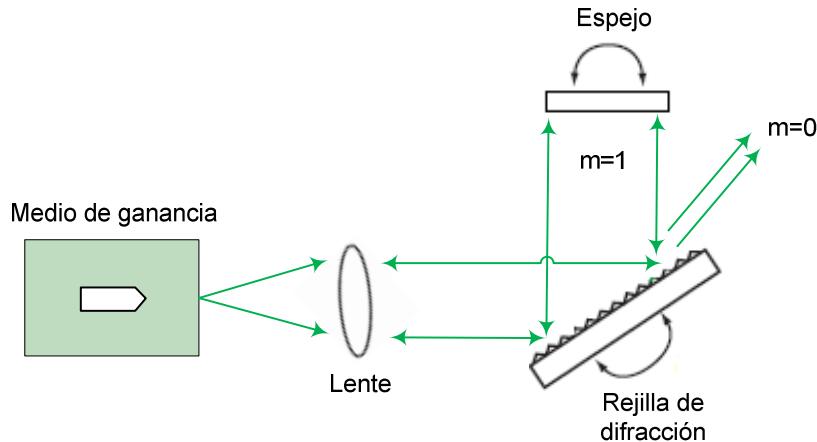


Figura 2.3. Disposición de los elementos en la Configuración Littman.

El método operativo de esta configuración se basa en un doble paso por la rejilla. Esto es posible gracias al espejo óptico que tiene como novedad esta configuración. A diferencia de la configuración Littrow que tomaba de vuelta el primer modo ($m=1$), en esta configuración ese modo se introduce en el espejo, se refleja en el mismo para incidir por segunda vez en la rejilla y la difracción que produce la rejilla de esa segunda vuelta es la que se manda hacia la entrada. El efecto de filtrado que se consigue con ese doble paso por rejilla es mucho mayor.

Así como en la configuración Littrow teníamos la particularidad de que eran iguales los ángulos de incidencia y refracción, ahora no podemos decir lo mismo y tampoco se cumple ninguna particularidad especial por lo que el comportamiento de la misma se rige por la ecuación de las rejillas de difracción. Esto se debe a que al añadir el espejo, dependiendo de su colocación, el haz de vuelta cambiará con el movimiento del mismo, y puesto que ahora tenemos dos elementos de sintonización la trayectoria que lleva el haz no es fija.

2.3.3. Filtrado modal

Hasta el momento se han dado las nociones teóricas para realizar el filtrado únicamente utilizando rejillas de difracción. Este tipo de filtrado no es suficiente para garantizar que a la salida tengamos una señal monomodo.

Necesitamos mejorar de alguna forma la selectividad en longitud de onda y una forma de hacerlo es colocando un filtro en la cavidad que sea más selectivo que la rejilla, introduzca pocas pérdidas y sea fácilmente maleable para poder seguir realizando la sintonización de forma sencilla [9]. El filtro que estamos buscando se conoce como filtro modal.

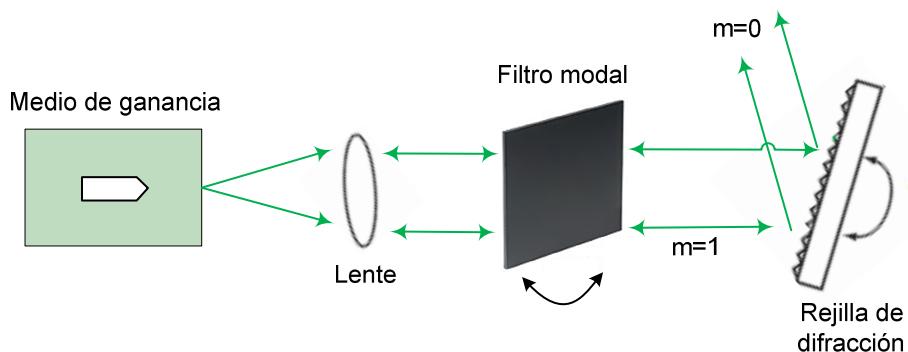


Figura 2.4. Esquema de la configuración Littrow en la que se utiliza el filtrado modal.

Como podemos observar en la figura 2.4, el filtro modal dentro de la cavidad externa debe ser colocado inmediatamente después de la lente de colimación, ya que en ese punto todavía no se ha difractado el haz de luz.

El filtro modal que cumple las especificaciones dadas anteriormente es un cristal resonador, el cual se coloca sobre un posicionador que permita variar su inclinación y, de esta forma, conseguir la sintonización.

El principio de funcionamiento se basa en el hecho de que al colocar el filtro modal, parte de la señal se transmite y parte se refleja, de tal forma que se genera una nueva cavidad y aparecen interferencias constructivas y destructivas. Pues bien, se trata de ir variando la inclinación del cristal hasta que conseguimos una interferencia constructiva en la longitud de onda deseada fruto de la superposición de los diferentes haces existentes en la cavidad externa.

La distancia entre los picos máximos se denomina Rango Espectral Libre, más conocido por sus siglas en inglés FSR (Free Spectral Range) y se puede calcular con la expresión 2.11.

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2d(\eta^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}} \quad [2.11]$$

En la que η es el índice de refracción del cristal resonador, d es el grosor del cristal y α es el ángulo existente entre el haz incidente y la normal de la superficie.

A parte del FSR, otro de los parámetros más utilizados que caracterizan a los filtros resonadores es la finura F , que viene dada por la expresión 2.12.

$$F = \frac{FSR}{FWHM} = \frac{\pi R^{1/2}}{1-R} \quad [2.12]$$

En la que FWHM es la anchura a mitad de altura y R es la reflectividad del cristal resonador.

2.4. Manipulación posterior de la señal

Hasta el momento, se han estudiado las alternativas tecnológicas existentes, pero vamos a dar un paso más allá y, como hemos mencionado en el primer capítulo, la parte de innovación de este proyecto se centra en aplicar nuevas técnicas al láser sintonizable con el objetivo de mejorar sus prestaciones y en concreto mejorar la supresión modal.

Una de las técnicas que se utilizará como mejora del parámetro de la supresión modal es el efecto Brillouin y por tanto es necesario establecer las bases teóricas del mismo.

La emisión de Brillouin es un efecto no lineal con la potencia, es decir, no se produce una excitación electrónica en el interior de la fibra sino debido a la interacción con fonones [10].

Puede ser de dos tipos, espontánea (que surge por si sola en un carrete de fibra) y estimulada (que aparece como consecuencia de la realimentación del sistema). La emisión que nos interesa como objeto de estudio es la estimulada.

El origen de la Emisión Estimulada de Brillouin (SBS) es el siguiente: un fotón de la onda incidente desaparece para dar lugar a un fotón de frecuencia inferior y un fonón con la energía y el momento adecuado. Por tanto tenemos que la onda Stokes (onda a la que se le transfiere la potencia) se propaga en el sentido opuesto a la onda incidente y cuyo umbral de potencia depende de la anchura espectral de la onda incidente.

En la SBS, la ganancia es conocida como ganancia de Brillouin, g_B , la cual tiene una anchura de aproximadamente 20 MHz y depende de la composición del núcleo de la fibra [11]. No obstante, cuando la anchura espectral de la onda incidente es superior a la anchura del espectro de ganancia, ésta se ve reducida según la expresión 2.13.

$$\bar{g}_B = \frac{\Delta f_{SBS}}{\Delta f_{SBS} + \Delta f_{in}} g_B \quad [2.13]$$

En la que Δf_{SBS} es la anchura espectral de la ganancia y Δf_{in} es la anchura espectral de la onda incidente.

El otro parámetro que caracteriza la SBS es la potencia umbral, que se puede aproximar por la expresión 2.14.

$$P_{umbral} \approx 21 b \frac{A_{eff}}{L_{eff} g_B} \quad [2.14]$$

En la que $b=1$, A_{eff} es el área efectiva y L_{eff} la longitud efectiva del carrete de fibra utilizado. Para calcular la potencia umbral se utilizan las expresiones 2.15.

$$A_{eff} = \pi w_0^2 \quad L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad g_B = 4 * 10^{-11} \frac{m}{W} \quad [2.15]$$

Una vez conocidos los parámetros que gobiernan la SBS (la ganancia Brillouin y la potencia umbral), cabe destacar que para aumentar sus efectos podemos o reducir la anchura espectral de la onda incidente (aumentando así la ganancia de Brillouin) o superar la potencia umbral.

Y una vez explicado el concepto teórico de la SBS, hay que decir que el objetivo es aprovechar este efecto no lineal para aumentar la capacidad de filtrado y por tanto aumentar la supresión modal de nuestro sistema final. Por tanto, al diseño de nuestro láser sintonizable hay que añadirle al final el bloque dedicado al efecto Brillouin.

III

Caracterización de los elementos del sistema

Este tercer capítulo se centra en la caracterización de todos los elementos que forman parte del sistema final, desde el chip de ganancia, pasando por la cavidad externa y terminando con el umbralizado Brillouin. El objetivo de dicha caracterización es analizar cada uno de ellos de forma independiente para conocer con precisión su comportamiento y prestaciones antes de pasar a realizar el montaje conjunto.

3.1. Caracterización del chip de ganancia

3.1.1. Emisión del chip sin realimentar por el lado acoplado a fibra

Uno de los primeros pasos en la caracterización de todo dispositivo es verificar que se cumplen las especificaciones dadas en las hojas de características del mismo y fijar sus parámetros de funcionamiento óptimos.

Tal y como podemos ver en la figura 3.1, necesitamos alimentar el chip para que emita, y para ello utilizamos el controlador ITC 510, que regula la intensidad y la temperatura de forma simultánea.

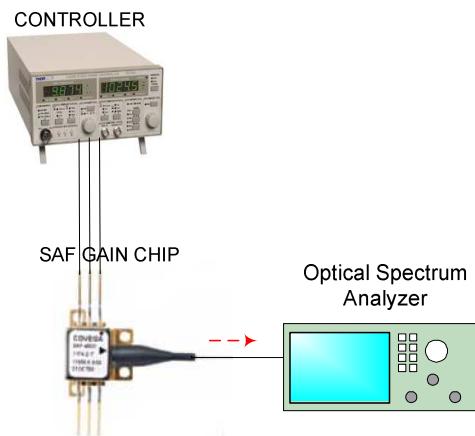


Figura 3.1. Montaje realizado para la caracterización del chip

Vamos a estudiar cómo se comporta el chip en función de la intensidad y la temperatura. El objetivo es medir la linealidad del dispositivo relativamente a estos dos parámetros.

Si vamos variando la temperatura del controlador y medimos la potencia del mismo obtenemos la gráfica de la figura 3.2 en la que apreciamos que el mejor comportamiento en cuanto a temperatura lo tenemos en 30°C, lo cual coincide con el dato dado en las especificaciones técnicas del chip ($T_{chip} = 28^\circ C$; $T_{estructura} = 30^\circ C$). De esta misma gráfica podemos sacar otra conclusión: aunque la intensidad máxima a la que puede trabajar el chip es $I=500mA$, no conviene pasar más allá de los 400mA por motivos de seguridad y por el hecho de tener una caída de potencia, que se traduce en pérdida de prestaciones.

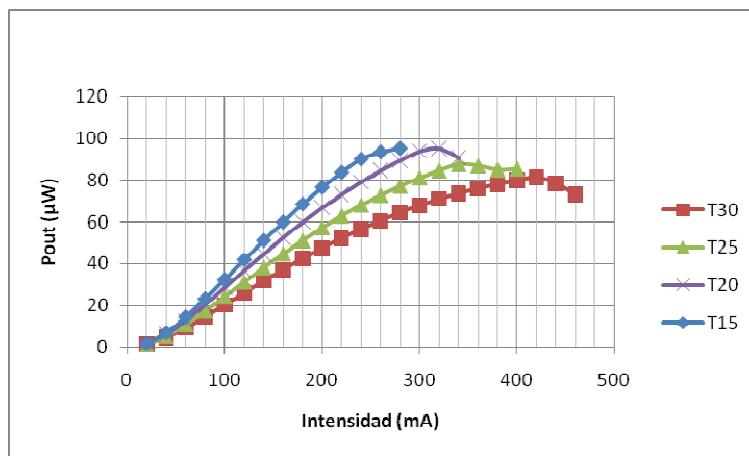


Figura 3.2. Gráfica de caracterización del chip con la temperatura

Analizamos de forma más exhaustiva el comportamiento del chip con la intensidad. Vamos para ello variando la intensidad del controlador y medimos las curvas de potencia a su salida en función de λ y obtenemos la gráfica de la figura 3.3:

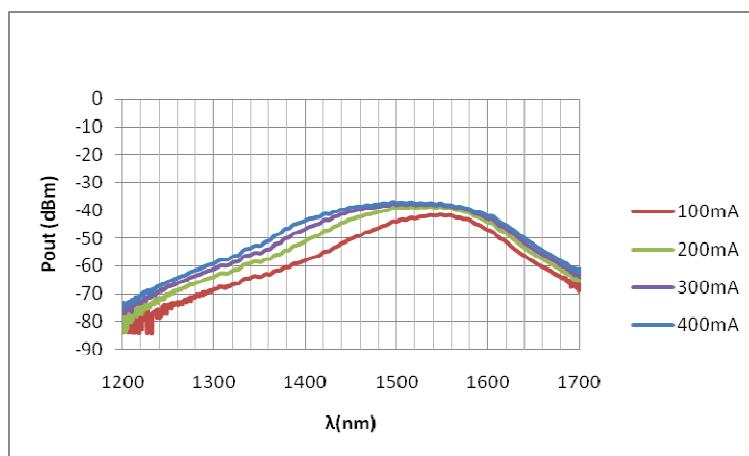


Figura 3.3. Gráfica de caracterización del chip con la intensidad

Tras el estudio realizado en función de la temperatura y la intensidad llegamos a la siguiente conclusión: trabajaremos a partir de ahora alimentando el chip con el controlador fijado en $I=400\text{mA}$ y $T=30^\circ\text{C}$ (Termistor=7,99kΩ) ya que son los valores que mejores prestaciones nos dan a la salida.

Una vez fijada la alimentación del chip, vamos a visualizar y analizar el espectro de emisión mediante el OSA, el cual se muestra en la figura 3.4

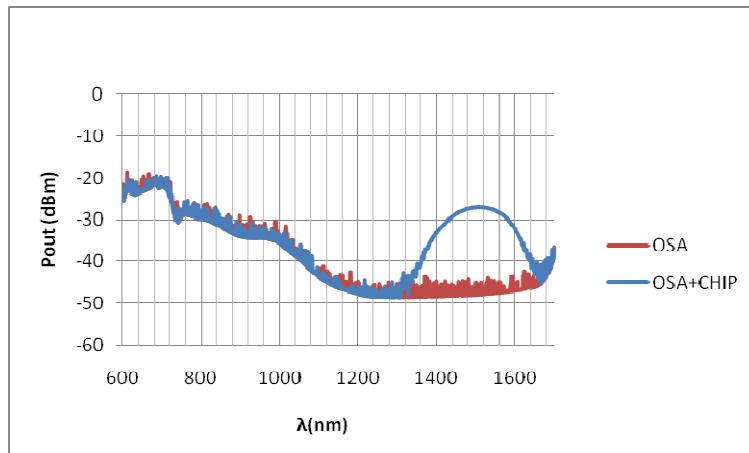


Figura 3.4. Espectro del chip medido por el lado acoplado a fibra

Si nos paramos a analizar de forma más precisa la parte plana de ganancia, pasando a alta resolución y haciendo un zoom de esta zona, lo que aparentemente es plano realmente tiene un rizado, que puede verse en la figura 3.5.

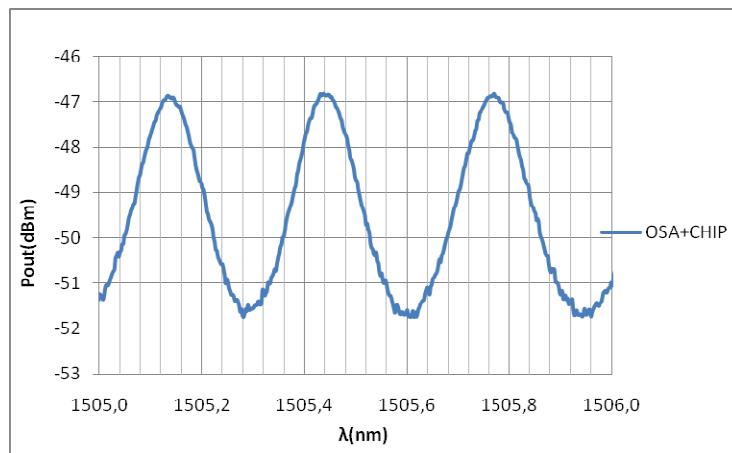


Figura 3.5. Zoom de la parte plana de ganancia del espectro del chip

Buscamos relacionar el periodo del rizado observado en la figura 3.5 con algún otro parámetro y ver si corresponde con la propia emisión del chip o con algún modo de la cavidad Fabry-Perot.

$\Delta\lambda = 0,343\text{nm}$ (Período de rizado medido en la figura 3.5.)

Recurrimos a las fórmulas de la cavidad Fabry-Perot y en concreto a la fórmula de separación entre modos expresada en la ecuación 3.1.

$$\Delta\nu_{interna} = \frac{c}{2\eta_{eff}L_{interna}} \quad [3.1]$$

Con los datos que tenemos hasta el momento ($c = 3 * 10^8$; $L_{interna} = 1\text{mm}$; $\Delta\lambda = 343\text{pm} \rightarrow \Delta\nu = 42830,385\text{MHz}$) y aplicando la fórmula [3.1] obtenemos el siguiente resultado:

$$\eta_{eff} = 3,5021865902$$

Este índice de refracción obtenido a partir del rizado, coincide con el índice de refracción teórico del fosfuro de indio ($\eta_{eff} = 3,5$) que es el material del que está formado el chip en su interior.

Podemos concluir que el rizado que observamos en la gráfica se corresponde con la cavidad que se forma en el interior del chip y lo que estamos visualizando son los diferentes modos de la cavidad interna.

3.1.2. Emisión del chip al aire

Una vez estudiada la respuesta del chip por el lado acoplado a fibra, pasamos a hacer la comprobación de que por la otra cara emite la misma potencia, cosa que es interesante comprobar ya que trabajaremos la realimentación precisamente sobre esta cara del chip.

En la figura 3.6 podemos observar este montaje, en el cual lo que hacemos es focalizar la salida del objetivo microscópico en el propio medidor de potencia para intentar obtener el máximo de potencia.

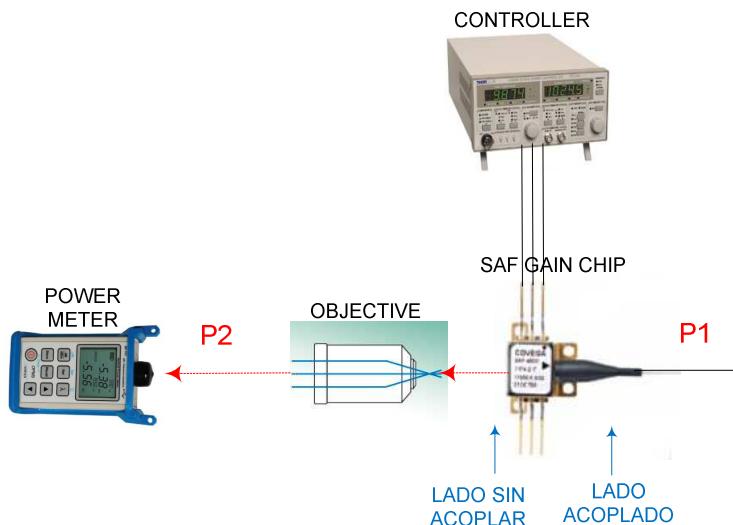


Figura 3.6. Montaje para la medida de emisión de potencia del chip por el lado sin acoplar

$$P_1 = P_{lado\ acoplado} \text{ (obtenida con el medidor)} = -11,41\text{dBm}$$

$$P_2 = P_{lado\ sin\ acoplar} \text{ (focalizando en el medidor)} = -13,43\text{dBm}$$

Vemos que tenemos una diferencia de tan sólo 2dB del lado sin acoplar con respecto al lado acoplado, lo cual es poco ya que hay que considerar que el lado acoplado a fibra tiene condiciones óptimas de acople. Por tanto podemos concluir esta experiencia viendo que el chip emite la misma potencia en ambos sentidos y que es tarea nuestra que la focalización y el alineamiento sean los mejores posibles para que la señal de vuelta al chip tenga las menores pérdidas posibles.

Una vez medida la potencia, nos interesa estudiar también el ángulo de emisión máximo del lado sin acoplar. De hecho es una de las especificaciones que nos dan en la hojas características del chip, el haz de divergencia con el que emite (FWHM).

Para verificar dicho dato y utilizar en el montaje futuro las mejores características de emisión posibles, caracterizamos la salida del chip variando el ángulo del mismo para ver donde tiene su máximo. La representación gráfica de dicho estudio la podemos ver en la figura 3.7:

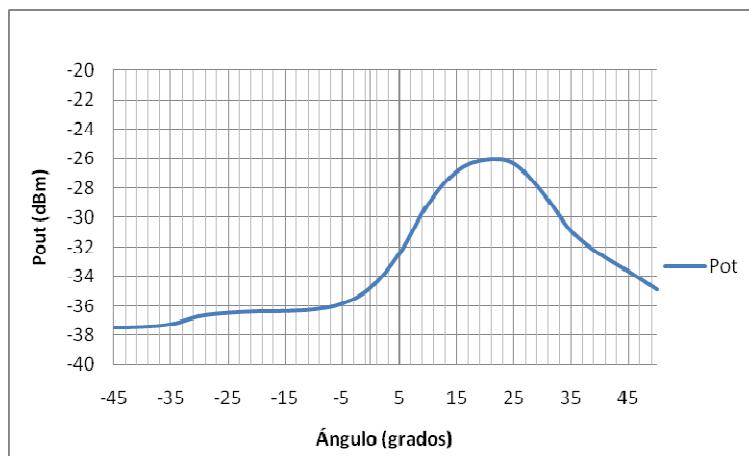


Figura 3.7. Caracterización angular del chip realizada sobre el lado sin acoplar

Podemos ver que el chip no emite de forma perpendicular a su superficie, si no que tiene una divergencia angular de veinte grados y por tanto habrá que tener en cuenta este dato a la hora de realizar el montaje con el mismo.

Llegado a este punto, podemos decir que hemos caracterizado por completo el chip, no solo sus características técnicas (potencia de salida, espectro, FWHM) sino también su dependencia y comportamiento ante diferentes factores como temperatura y corriente que influyen en la emisión del mismo.

3.2. Caracterización de la cavidad externa

Tal y como hemos estudiado en el apartado teórico correspondiente del capítulo anterior, la cavidad externa está formada básicamente por el objetivo microscópico (que actúa de lente de colimación) y la rejilla de difracción.

Con respecto al objetivo microscópico, no es necesaria hacer una caracterización del comportamiento del mismo puesto que simplemente focaliza el haz de luz divergente proveniente del chip. Habrá que prestar especial atención a su montaje y posicionamiento con respecto al chip, lo cual se desarrollará en el capítulo siguiente.

En la parte que nos ocupa ahora, para conseguir una focalización del haz lo más precisa posible, colocamos el objetivo sobre un posicionador de tres ejes que nos permitirá un ajuste fino de las condiciones de acople.

Con respecto a la rejilla de difracción, conviene hacer un estudio preciso no sólo de sus propiedades de difracción sino también del soporte que utilizaremos para permitir su sintonización, el monocromador. Para poder entender cómo va posicionada la rejilla sobre el monocromador, tenemos la figura 3.8 en la que se puede observar cómo se dispone la rejilla en su interior y el control manual de la sintonización, que nos permite girar angularmente la rejilla y por tanto variar la longitud de onda seleccionada. Aunque no se puede apreciar en la figura, la parte posterior del monocromador tiene una conexión GPIB, la cual permite conectarlo a un ordenador y dirigir por software los movimientos en longitud de onda del mismo.

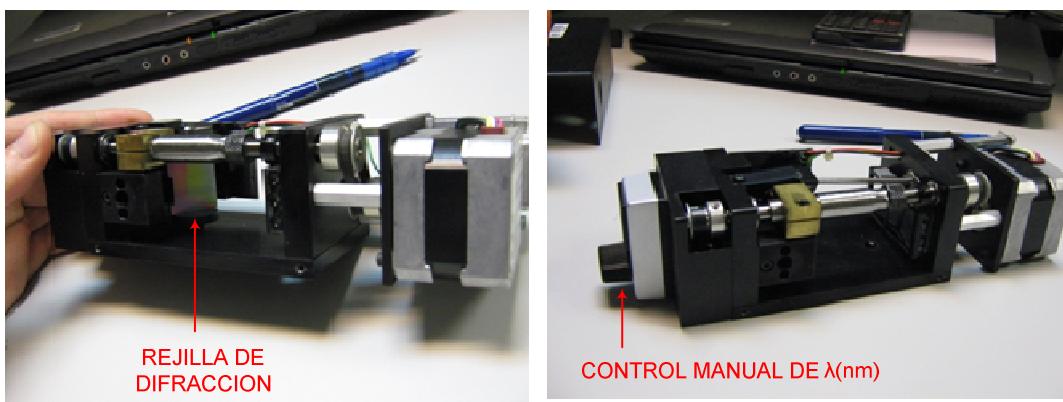


Figura 3.8. Fotos del interior del monocromador, en el que se encuentra la rejilla de difracción.

La principal virtud que presenta el monocromador como soporte para la rejilla de difracción y que nos ha llevado a utilizarlo es precisamente el poder sintonizar la rejilla mediante software y evitarnos así manipular la rejilla y tener mucha más precisión.

Una vez visto el monocromador y con el objetivo de hacernos una idea del montaje real sobre mesa óptica, con los posicionadores de tres ejes comentados anteriormente y del monocromador sobre el que se sitúa la rejilla, tenemos la foto de la figura 3.9.

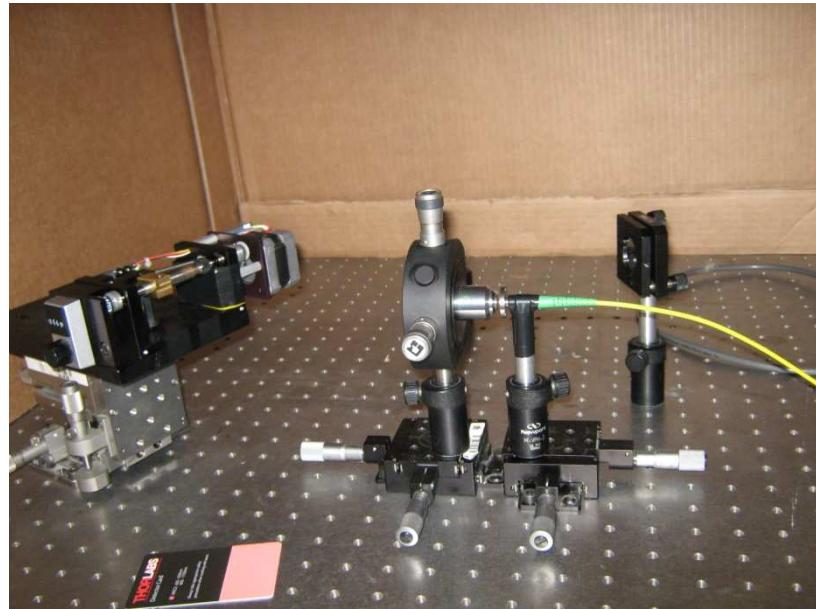


Figura 3.9. Foto del montaje real sobre mesa óptica para la caracterización de la cavidad externa.

Una vez visto esto, pasamos a la parte de caracterización de la rejilla de difracción. Para ello necesitaremos, parte de los elementos básicos (como son objetivo y rejilla), una fuente, un circulador y un OSA. Como nos interesa ver la evolución del espectro y no el espectro del propio OSA, utilizaremos una fuente ancha, es decir un EDFA. El circulador nos permitirá visualizar de forma simultánea tanto la entrada como la salida. La rejilla de difracción que vamos a utilizar es una de 600 líneas/mm puesto que tiene gran eficiencia en las longitudes de onda en las que trabajamos. El esquema del montaje para la caracterización lo podemos ver en la figura 3.10.

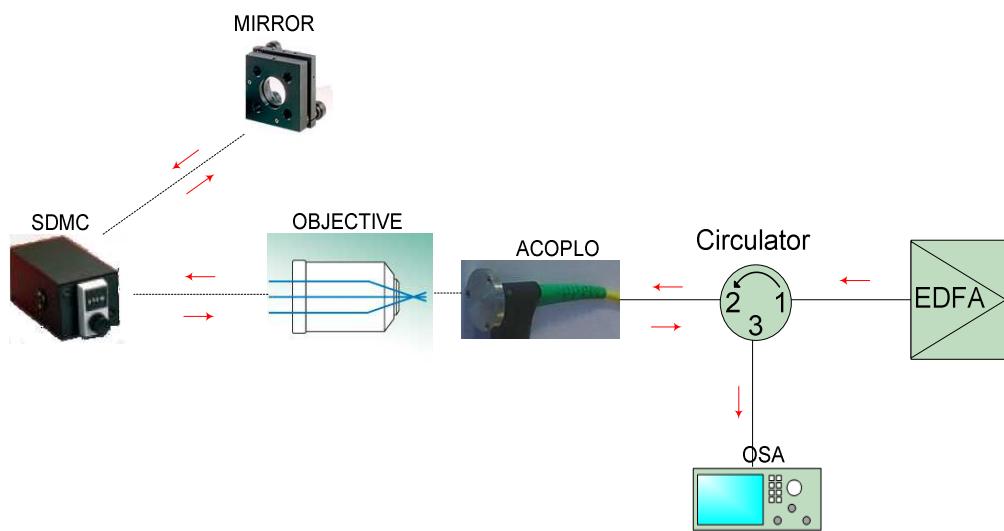


Figura 3.10. Esquema de montaje para la caracterización de la cavidad externa.

3.2.1. Sintonización de la rejilla de difracción

Partiendo de la base de que los elementos estén perfectamente alineados, la sintonización de la rejilla de difracción la conseguimos variando la posición angular de la misma y si observamos la evolución del espectro obtenemos la gráfica de la figura 3.11. En esta gráfica vemos que sobre el espectro del EDFA que utilizamos en transmisión se superpone la señal sintonizada que proviene de la cavidad externa. Se puede apreciar como al ir girando la rejilla se va desplazando en el espectro la señal filtrada. Cada uno de los picos representa una posición diferente de la rejilla.

Los números de la leyenda de esta figura 3.11, corresponden a la posición que tiene el monocromador en cada momento, los cuáles no corresponden con la longitud de onda filtrada. Lo que si coincide es la variación en longitud de onda, es decir, que si variamos 5nm, el desplazamiento del espectro se produce en la misma medida.

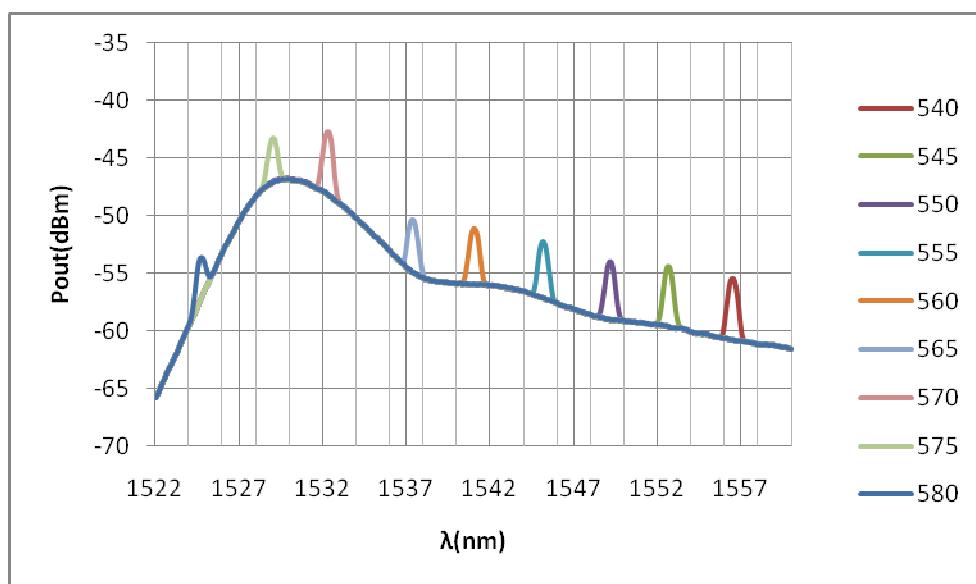


Figura 3.11. Sintonización de la rejilla de difracción.

Llegados a este punto podemos decir que somos capaces de seleccionar la longitud de onda de salida con el simple movimiento angular de nuestra rejilla de difracción, es decir hemos sido capaces de realizar un filtro en longitud de onda. Vamos a estudiar más en profundidad las características de dicho filtro.

3.2.2. Respuestapectral del filtro

Uno de los parámetros interesantes que podemos deducir es la respuestapectral del filtro. Para calcularla basta con hacer la diferencia entre el espectro de entrada (el del EDFA) y el de salida (señal sintonizada). $H(\text{dB}) = H_{\text{out}}(\text{dBm}) - H_{\text{in}}(\text{dBm})$
Haciendo esto obtenemos el espectro de la figura 3.12.

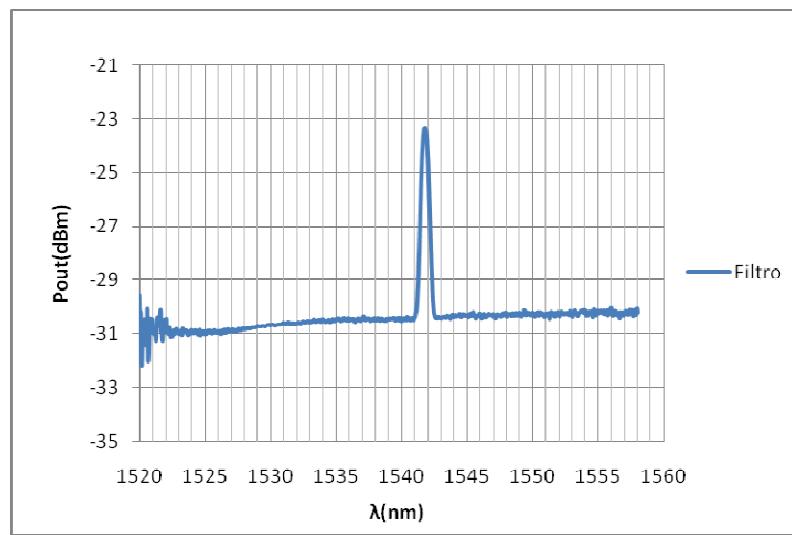


Figura 3.12. Respuesta espectral sin normalizar de la rejilla de la cavidad externa.

A priori el resultado obtenido es muy bueno, pero hay que enmarcarlo en cuanto a términos de pérdida de potencia y fondo de ruido, es decir hace falta normalizarlo. Si queremos obtener la respuesta del filtro normalizada tenemos que tener en cuenta:



Y despejando obtenemos el término “filtro” que es el que nos interesa representar. Para ver la evolución de los espectros desde la señal emitida a la señal medida en términos de pérdida de potencia tenemos la figura 3.13.

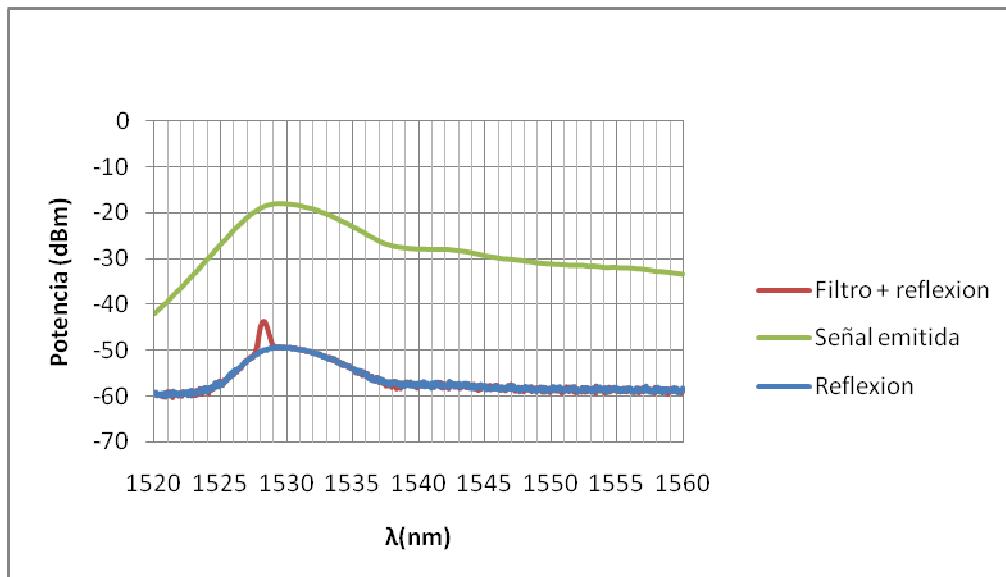


Figura 3.13. Evolución espectral del filtro, desde la señal emitida por el EDFA a la señal medida a la salida

Una vez visto como evoluciona la señal al pasar por el filtro, recurrimos a la normalización para ver si nuestra señal de interés queda enmascarada o no.

La normalización la hacemos dividiendo entre la potencia de pico de la señal emitida (y no entre la potencia en cada punto de la señal emitida) y obtenemos la gráfica de la figura 3.14.

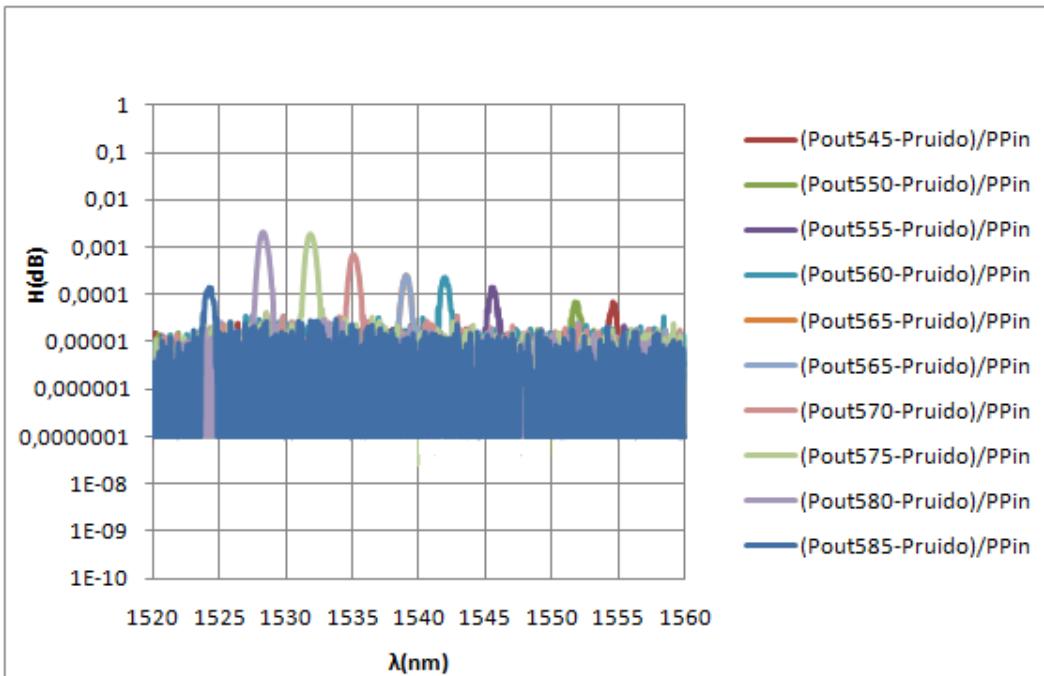


Figura 3.14. Respuesta espectral normalizada de la cavidad externa que actúa como filtro sintonizable.

En la figura 3.14, en la cual podemos ver cómo evoluciona la respuesta espectral con respecto al sintonizado, vemos que hay longitudes de onda que quedan enmascaradas, lo cual nos hace pensar que tendremos que amplificar la señal o incluso aplicar alguna técnica que potencie el efecto del filtrado.

3.2.3. Caracterización del ancho de haz

Otro de los parámetros de interés del filtro es el ancho de haz [12] que obtenemos a la como consecuencia del paso por el mismo emitiendo con una fuente ancha. Para tener una información lo más contrastada posible, calculamos el ancho de haz a media altura, más conocido por sus siglas en inglés FWHM. Lo calculamos en cada uno de los picos que hemos obtenido en la figura 3.11 y obtenemos la tabla 3.1 en la que se reflejan dichos resultados.

λ_{monoc}	λ_c	$\lambda_1(-3\text{dB})$	$\lambda_2(-3\text{dB})$	FWHM(nm)
540	1556,504	1556,086	1556,884	0,798
545	1552,666	1552,286	1553,008	0,722
550	1549,208	1548,79	1549,55	0,76
555	1545,18	1544,8	1545,56	0,76
560	1541,076	1540,658	1541,418	0,76
565	1537,39	1536,934	1537,77	0,836
570	1532,298	1531,918	1532,64	0,722
575	1529,068	1528,612	1529,486	0,874
580	1524,774	1524,356	1525,192	0,836

Tabla 3.1. Tabla de resultados que muestra el FWHM del filtro sintonizable calculado para cada pico.

En vista de los resultados mostrados en la tabla 3.1, podemos decir que el ancho de haz varía según la posición en la que se calcule, pero esa variación es pequeña. Tomamos resultado de la experiencia $\text{FWHM} = 0,76\text{nm}$ ya que es el dato más repetido con el añadido de encontrarse en las longitudes de onda de nuestro interés.

3.2.4. Anchura física de reacoplo al chip (Ar)

Una vez conocida la anchura de haz de nuestro filtro ($\text{FWHM} = 0,76\text{nm}$), nos interesa calcular a partir de este dato otros parámetros que influyen en el comportamiento de nuestro sistema como por ejemplo la anchura física de reacoplo al chip (Ar). Nos centramos en lo que ocurre al pasar por la rejilla de difracción: nos llega un haz de luz colimado y la luz se difracta, es decir, cada longitud de onda sale con un ángulo diferente. La importancia del cálculo de la anchura de reacoplo (Ar) viene dada precisamente por el hecho de poder discernir qué longitudes de onda llegan de vuelta y cuáles quedan fuera (se difractan con ángulos que no capta la lente). Para entender el concepto y de qué anchura hablamos, tenemos el esquema de la figura 3.15.

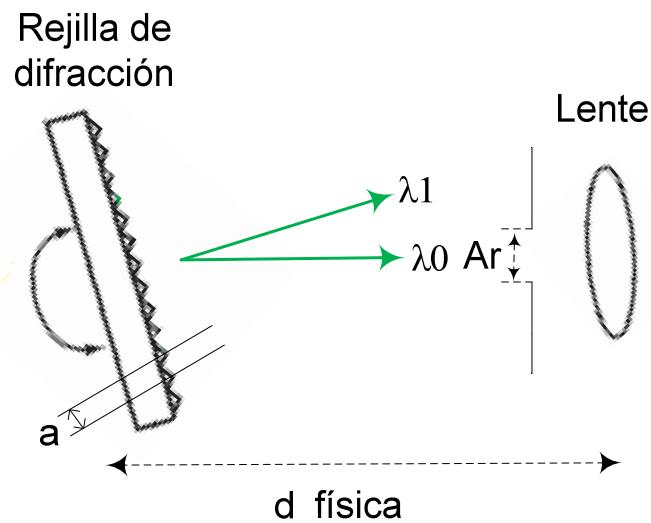


Figura 3.15. Esquema con la disposición de los componentes para calcular la anchura física de reacoplo al chip (Ar).

En la que a =distancia entre ranuras, $d_{física}$ es la distancia física entre la rejilla y la lente, λ_0, λ_1 son dos longitudes de onda consecutivas difractadas ($\lambda_1 = \lambda_0 + \Delta\lambda$) y A_r es el parámetro a calcular.

El método operativo que seguiremos es el siguiente: a partir de la ecuación de las rejillas calcularemos Θ_i , posteriormente φ_m , y una vez determinado $\Delta\varphi = \varphi_m - \Theta_i$ podremos obtener la anchura de reacoplo A_r utilizando el dato FWHM.

Partimos de la ecuación de las rejillas:

$$a(\sin \Theta_i + \sin \varphi_m) = m\lambda \quad [3.2]$$

Considerando Littrow ($\Theta_i = \varphi_m$), $m=1$, una rejilla de difracción de $N=600$ ranuras/mm ($a=\frac{1}{600}mm$) y el dato ($\lambda_0 = 1541,076nm; FWHM = 0,76nm$) desarrollamos la ecuación [3.2] y llegamos a la expresión [3.3] en la que calculamos Θ_i

$$\Theta_i = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right) = 27,5370954043^\circ \quad [3.3]$$

Calculamos ahora φ_m partiendo de nuevo de la ecuación de las rejillas [3.2] pero considerando en este caso que ($\Theta_i \neq \varphi_m$) y ($\lambda_1 = \lambda_0 + \Delta\lambda$) llegamos a la expresión [3.4]

$$\varphi_1 = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda_0 + \Delta\lambda}{a} - \sin \Theta_i\right) = 27,5665642615^\circ \quad [3.4]$$

Una vez llegado a este punto en el que conocemos la diferencia angular existente entre dos longitudes de onda ($\Delta\varphi$), queremos saber a qué distancia física corresponde, es decir, la anchura física de reacoplo al chip. Ésta se calcula de la siguiente manera mediante el teorema de Pitágoras:

$$A_r = d_{lente-rejilla} * \tan(\Delta\varphi) = 0,22m * \tan(0,0294688572^\circ) = 0,1131523 \text{ mm} \quad [3.5]$$

La importancia de la experiencia que acabamos de realizar radica en que hemos sido capaces de relacionar una diferencia angular entre dos longitudes de onda con la distancia física equivalente de reacoplo y lo podemos extrapolar a cualquier montaje con la única precaución de tomar sus datos correspondientes.

Un ejemplo de ello sería utilizar el mismo montaje pero cambiando la distancia entre la rejilla y la lente para poder observar las implicaciones que conlleva; en este caso sólo cambiando el dato $d_{lente-rejilla}$ bastaría.

Otro ejemplo sería realizar el mismo montaje cambiando la rejilla y utilizando una de 1200 ranuras/mm para poder comparar prestaciones; en dicho caso sólo cambiando el dato “a” y su correspondiente FWHM seguiríamos teniendo relacionados todos los parámetros de igual forma.

Hemos sido capaces por tanto de obtener ecuaciones de diseño para nuestro sistema y relacionar distancia entre elementos con características de filtrado deseadas, es decir, una caracterización completa de nuestro sistema antes de pasar a su montaje.

3.2.5. Longitud de la cavidad

Para seleccionar una longitud de cavidad externa óptima hay que tener en cuenta que tenemos un compromiso entre capacidad de filtrado, longitud, separación modal y potencia [13]. Si aumentamos la longitud de la cavidad, el filtrado es mucho mayor ya que la rejilla de difracción separa espacialmente las longitudes de onda, y a mayor distancia, menos longitudes de onda se captan en la entrada. El inconveniente es que no podemos aumentar esa distancia infinitamente porque lleva asociado también una pérdida de potencia hasta llegar a un punto que no se capta absolutamente nada.

También hay que recordar la relación existente entre la longitud de la cavidad y la separación modal que se había dado en la ecuación 3.1. En dicha ecuación queda puesto de manifiesto que la elección de la longitud de la cavidad también queda fijada en función de las prestaciones en cuanto a la separación modal que busquemos. Por ejemplo, si queremos que los modos tengan mayor separación entre sí, nos interesa reducir la longitud de la cavidad.

3.2.6. Elección de la rejilla de difracción.

Se han adquirido dos tipos de rejillas diferentes para el proyecto. La primera es de 600 ranuras/mm y la segunda de 1200 ranuras/mm. Las gráficas que muestran la eficiencia de cada una de ellas en función de la longitud de onda de trabajo se adjuntan en las hojas características de 1 anexo 1. Tras realizar pruebas experimentales con ambas, se ha podido ver que la de 1200 ranuras/mm presenta una dificultad de alineamiento del montaje elevada. Esto se debe a que tiene una menor eficiencia en las longitudes de onda a las que operamos ($\lambda=1550\text{nm}$) que la rejilla de 600 ranuras/mm. Al tener menor eficiencia, la potencia que nos llega después de pasar por la rejilla es menor, haciendo muy complicado alinearla. Puesto que nos interesa hacer las pruebas con configuración Littman, en la que pasamos dos veces por la rejilla, hace que sea prácticamente inviable su uso en esta experiencia:

Eficiencia de la rejilla de 1200 líneas/mm en 1550nm: 45%

Eficiencia de la rejilla de 600 líneas/mm en 1550nm: 80%

3.3. Caracterización del cristal resonador

Con objeto de estudiar los efectos que produce el cristal resonador, nos olvidamos por el momento del resto del sistema (rejilla y espejo) y nos centramos solo en la emisión. Tenemos por tanto el chip de ganancia, la lente y el cristal resonador, cuyo montaje podemos observar en la figura 3.16.

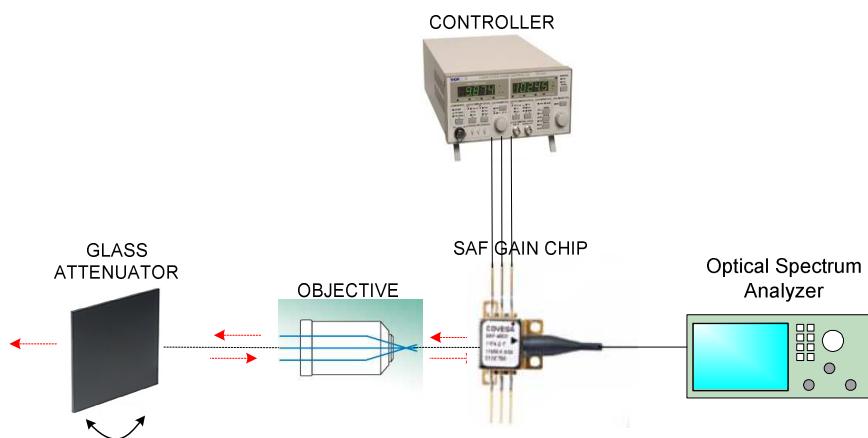


Figura 3.16. Montaje experimental para caracterizar el filtro resonador

Los resultados experimentales que vamos a obtener son consecuencia de la superposición de los efectos del chip de ganancia y del cristal óptico.

Tenemos por un lado el chip, el cual tiene en su interior una cavidad activa que provoca la ganancia. En esta ganancia aparece un rizado cuyo período coincide exactamente con la longitud física del chip.

Por otro lado tenemos el cristal óptico el cual tiene un espesor de 1mm y está situado a una distancia “d” con respecto al chip, lo que hace que se forme una nueva cavidad, ya que parte de la señal que llega al mismo se refleja y parte se transmite. Lo que se trata de medir es el efecto conjunto de ambos y discernir la contribución de cada uno de ellos para analizar si el efecto del cristal es el deseado y si sus características son suficientes para lograr el objetivo final de hacer un filtrado más fino para obtener una señal monomodo.

La gráfica de la figura 3.17 nos muestra la ganancia proveniente del propio chip, P_{ida} , y la ganancia resultante después de pasar por el cristal resonador en reflexión, P_{vuelta} .

Podemos observar dos efectos:

- 1- Obtenemos un aumento de ganancia debido a la parte de señal que proviene de la reflexión del cristal. Esta ganancia se produce en la nueva cavidad formada con el cristal y forma parte de la emisión estimulada.
- 2- El rizado de la curva de ganancia ha cambiado y el período del mismo debería coincidir con la longitud física del cristal óptico.

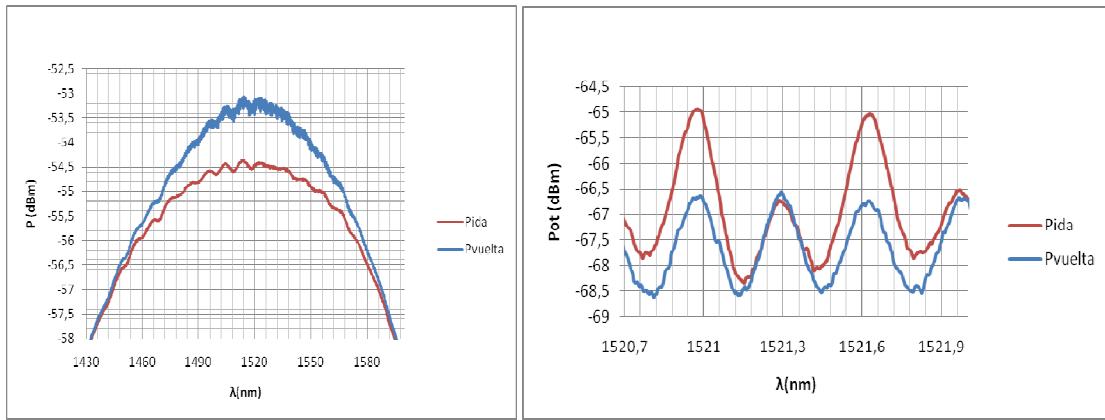


Figura 3.17. Gráficas que muestran el paso por el cristal resonador. Pida corresponde con la emitida por el chip, mientras que Pvuelta corresponde con la que refleja el cristal hacia la entrada.

Para ver de forma más precisa cuál es el efecto que se produce, se ha introducido también en la parte derecha de la figura 3.17 la misma gráfica pero pasando a alta resolución. Podemos apreciar que, de forma aproximada, lo que estamos consiguiendo con el cristal resonador es filtrar uno de cada dos modos. Este resultado dista bastante de nuestro objetivo final de conseguir una señal monomodo.

Estudiamos si los rizados obtenidos coinciden con los teóricos:

- Rizado debido al chip de ganancia

Si analizamos la curva de ganancia, P_{ida} , en la que no interviene el cristal, y medimos experimentalmente la separación entre picos del rizado tenemos:

$$T_{medido} = \Delta\lambda = 0,343\text{nm}$$

$$(c = 3 * 10^8; \eta_{eff} = 3,5; \Delta\lambda = 343pm \rightarrow \Delta\nu = 42830,385MHz)$$

Y aplicando la ecuación 3.1, obtenemos el siguiente resultado:

$$L_{experimental} = L_{interna} = 1,000624\text{mm}$$

$$L_{teorica} = L_{chip} = 1\text{mm}$$

En este caso utilizamos el índice de refracción de las hojas características del chip, ya que la cavidad resonante se forma en el interior del mismo, y vemos que coincide la longitud obtenida experimentalmente con la longitud real del propio chip.

- Rizado debido al cristal resonador

Si analizamos la curva de ganancia, P_{vuelta} , de la figura 3.17, en la que interviene tanto el cristal como el chip de ganancia y medimos experimentalmente la separación entre picos del rizado tenemos:

$$T_{medido} = \Delta\lambda = 0,703\text{nm}$$

$$(c = 3 * 10^8; \eta_{eff} = 1,5; \Delta\lambda = 703pm \rightarrow \Delta\nu = 87783,559MHz)$$

Y aplicando la ecuación 3.1, obtenemos el siguiente resultado:

$$L_{experimental} = L_{interna} = 1,1242\text{mm}$$

$$L_{teorica} = Espesor_{cristal} = 1\text{mm}$$

En este caso utilizamos el índice de refracción del vidrio, ya que la cavidad resonante se forma entre las caras del propio cristal, y vemos que coincide la longitud obtenida experimentalmente con el espesor del cristal.

Una vez terminadas las comprobaciones, llegamos a la conclusión de que el cristal resonador sí que produce un efecto de filtrado más fino que el de la rejilla (concretamente el doble) pero es insuficiente para obtener una señal final monomodo. Pasamos por tanto a estudiar el último de los bloques de nuestro sistema.

3.4. Caracterización del umbralizado Brillouin

El último de los bloques a caracterizar de los que van a formar parte de la arquitectura completa es el umbralizado Brillouin. Los fundamentos teóricos del mismo se dieron en el capítulo 2, y el objetivo del presente apartado es estudiar la potencia de excitación del mismo, así como ver espectralmente su aspecto para saber si a priori se comporta como esperamos y si su aportación puede resultar ventajosa a nuestro sistema definitivo. El montaje realizado para este estudio es el que se presenta en la figura 3.18.

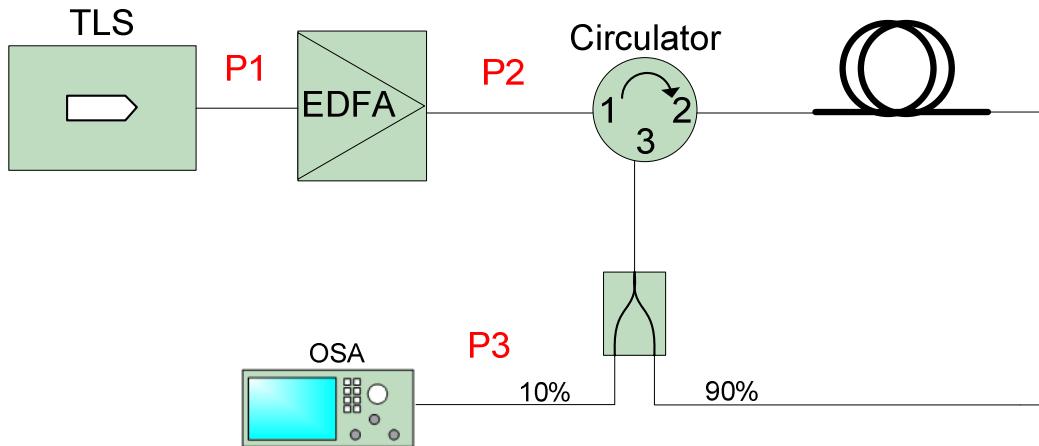


Figura 3.18. Montaje realizado para la caracterización del umbralizado Brillouin

El proceso de generación de la emisión estimulada de Brillouin (SBS) es el siguiente: cuando un haz (señal de bombeo) generado por el TLS es introducido a través del circulador en la fibra, se generan vibraciones acústicas por electro-constricción que convierten a la fibra en un medio activo que amplifica en contra-propagación dentro de un espectro estrecho. Así un haz en contra-propagación será amplificado por la fibra si su frecuencia cae dentro del espectro de ganancia de Brillouin y tendrá una amplificación máxima si coincide con la frecuencia de máxima ganancia de Brillouin, conocida como frecuencia de Stokes. Es importante remarcar que la diferencia entre la frecuencia de la señal de bombeo y la frecuencia de Stokes, denominada frecuencia de Brillouin, se desvía ligeramente cuando la temperatura o la tensión de la fibra cambian.

El hecho de que haya realimentación de la amplificación Brillouin lo convierte en un láser. Para entender más en profundidad la importancia de la realimentación en el montaje, vamos a analizar el espectro de Brillouin [15]. Hacemos la comparativa entre el efecto Brillouin espontaneo (sin realimentación) y el estimulado. Tal efecto lo podemos comparar visualmente en la figura 3.19, donde se observa la diferencia entre P1 y P2, los cuales hacen referencia a diferentes puntos de medida de la figura 3.18.

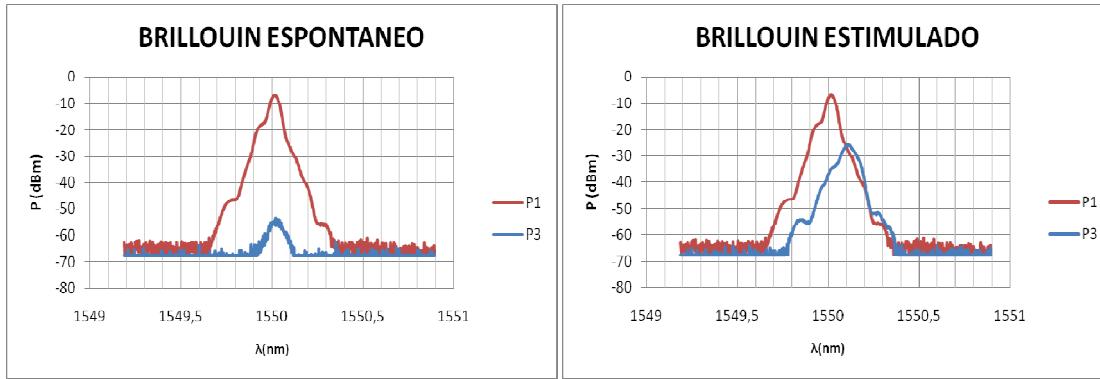


Figura 3.19. Comparativa espectral entre el efecto Brillouin espontáneo y el estimulado (SBS).

Para obtener las gráficas de la figura 3.19, se ha seguido el montaje de la figura 3.18, y lo que se ha hecho es desconectar la salida del acoplador correspondiente al 90% que es la que cierra el bucle de realimentación.

Una vez vista la importancia de la realimentación pasamos a analizar la evolución espectral del SBS en el montaje de la figura 3.18. En él se especifican en qué punto se han tomado las medidas de potencia P1, P2 y P3 que aparecen como leyenda en la figura 3.18. Concretamente el espectro SBS es el correspondiente a P3, el cual vemos que ha sufrido un desplazamiento en frecuencia (o equivalentemente en longitud de onda).

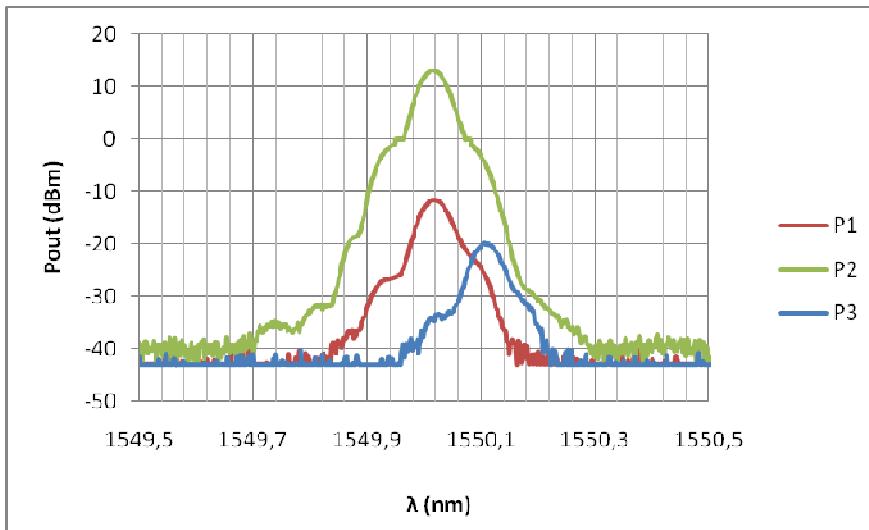


Figura 3.20. Evolución espectral en el sistema de caracterización del efecto Brillouin.

Este sistema funciona como un filtro activo, es decir, establece un umbral de potencia y si el modo que nos llega supera ese umbral lo que hace es amplificarlo más de tal forma que se diferencia mucho más con respecto a los modos que no superan el umbral y por tanto potencia la supresión modal.

Uno de los resultados que hemos obtenido al representar el espectro Brillouin es la potencia umbral [16]. Para poder visualizar el SBS, hemos tenido que ir aumentando la potencia que

entraba al sistema hasta llegar a una en concreto a partir de la cual el efecto Brillouin ha comenzado a visualizarse en el OSA. Pues bien, esa potencia que hemos obtenido es:

$$P_{umbral} \approx 160mW$$

Para tener una caracterización más precisa del umbral de Brillouin y no un simple valor, vamos variando la potencia de entrada y midiendo la potencia de salida y esta medida la mostramos en la figura 3.21.

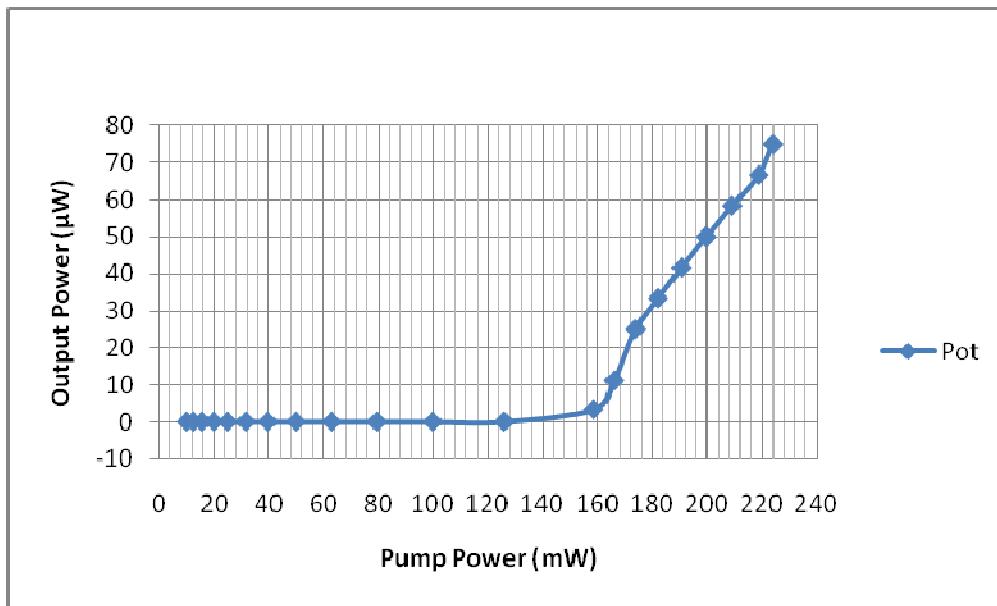


Figura 3.21. Curva de caracterización del SBS (Pout vs Pump)

Como podemos observar en la figura 3.21, a partir de 160mW la salida comienza a crecer prácticamente de forma lineal. Podemos decir por tanto que hemos localizado el umbral óptimo de Brillouin.

El parámetro de diseño que nos falta por calcular una vez conocido el umbral óptimo, es la longitud óptima de fibra que necesitamos para que se produzca dicho umbral. Para ello podemos recurrir a la ecuación 3.6.

$$P_{umbral} \approx 21 b \frac{A_{eff}}{L_{eff} g_B} \quad [3.6]$$

En la que tomaremos $b=1$ $A_{eff} = 30 \text{ pm}^2$ $g_B = 4 * 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{W}}$ y $P_{umbral} \approx 160mW$. Con estos datos calculamos la longitud efectiva de la fibra:

$$L_{eff} = 98,4375 \text{ metros}$$

Llegados a este punto ya tenemos caracterizado por completo el sistema umbralizador de Brillouin, ya que conocemos su potencia umbral y la longitud de fibra (aproximadamente 100 metros) que necesitamos para que dicho umbral se haga efectivo.

La experiencia que acabamos de realizar pone de manifiesto el compromiso existente entre varios parámetros de cara al diseño del sistema. La primera dependencia se produce entre la longitud del carrete de fibra (L_{eff}) y la P_{umbral} del SBS, los cuales están inversamente relacionadas a través de la ecuación 3.6.

Si trabajamos ahora en sentido opuesto y nos tenemos como imposición de diseño trabajar con un carrete de fibra mayor, se disminuye la potencia umbral de nuestro sistema. Si reducimos la potencia umbral en exceso lo que ocurre es que nuestro sistema empeora el rendimiento y deja de funcionar como queremos, ya que al bajar la potencia umbral pasan varios modos y no obtenemos la umbralización y supresión modal deseada.

Tenemos por tanto un compromiso entre la longitud del carrete, la potencia umbral y las prestaciones de nuestro sistema en cuanto a supresión modal.

Para reflejar dicho compromiso, vamos a realizar una prueba experimental en la que utilizamos un carrete de fibra de longitud mucho mayor que la óptima, por ejemplo uno de 1,7km.

Puesto que en este caso se impone trabajar con una longitud de fibra determinada, calculamos el umbral a partir de dicho dato, utilizando la ecuación 3.6. Calculamos previamente su atenuación y su longitud efectiva a partir de la ecuación 3.7.

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad L [dB] = \alpha [dB/km] * distancia [km] \quad [3.7]$$

Los cálculos correspondientes a la atenuación teórica y a la longitud efectiva, considerando que la fibra óptica que utilizamos tiene $\alpha=0,184 \text{ dB/km}$ son:

$$L_{teorica} [dB] = \alpha [dB/km] * distancia [km] = 0,184 * 1,7 = 0,3128 \text{ dB}$$

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} = 1,4598 \text{ km}$$

Y para este caso obtenemos un umbral de Brillouin de:

$$P_{umbral} \approx 70 \text{ mW}$$

Para reflejar este resultado y la comparativa utilizando el tramo de carrete de longitud óptima (100 metros) y otro mucho mayor tenemos la gráfica de la figura 3.22 que refleja el umbral que presentan cada una de ellas.

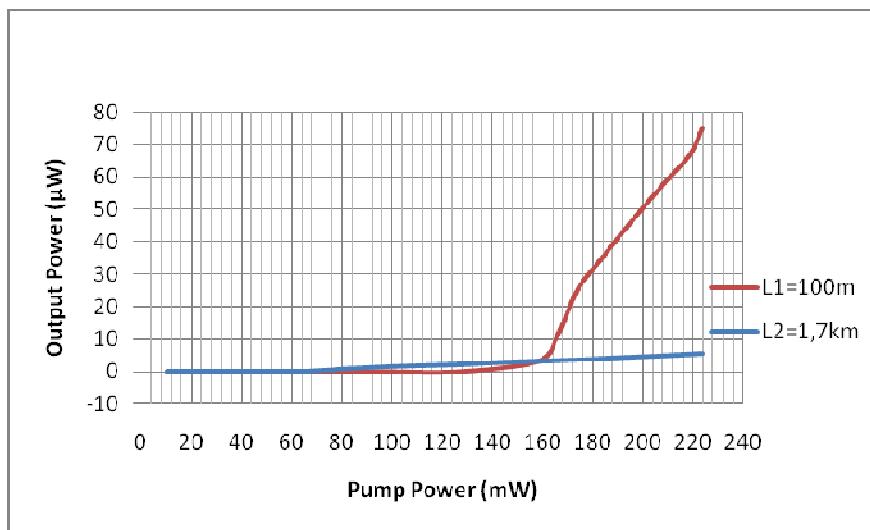


Figura 3.22. Comparativa de las curvas de caracterización de la SBS para dos tramos de fibra de longitudes diferentes

Tal y como podemos observar en la figura 3.22, cambiar la longitud del carrete de fibra condiciona no sólo la potencia umbral (vemos que para el tramo de 1,7 km la potencia umbral se sitúa en torno a 70mW mientras que para el tramo de 100 metros se sitúa en torno a 160mW) sino también la potencia de salida de nuestro sistema de umbralizado.

Queda manifiesto de forma tanto teórica como experimental el compromiso entre las prestaciones que buscamos en el umbralizado Brillouin y la longitud del carrete de fibra utilizado.

IV

Construcción y montaje del sistema

Este cuarto capítulo es sin duda el más importante, sobre todo en lo referente a la parte experimental y de resultados, ya que es la realización en montaje real sobre mesa óptica del láser sintonizable en longitud de onda. Es llevar a la práctica tanto los conceptos teóricos como la caracterización previa que se ha hecho de cada uno de los componentes que forman el sistema. La importancia del mismo radica en que se recogen los resultados finales con el montaje completo.

4.1. Arquitectura del sistema

Una vez estudiados los fundamentos teóricos y tener clara la alternativa a desarrollar, llega el momento de representar la arquitectura completa del sistema, incluyendo el umbralizado Brillouin, y poder visualizar el esquema del sistema completo.

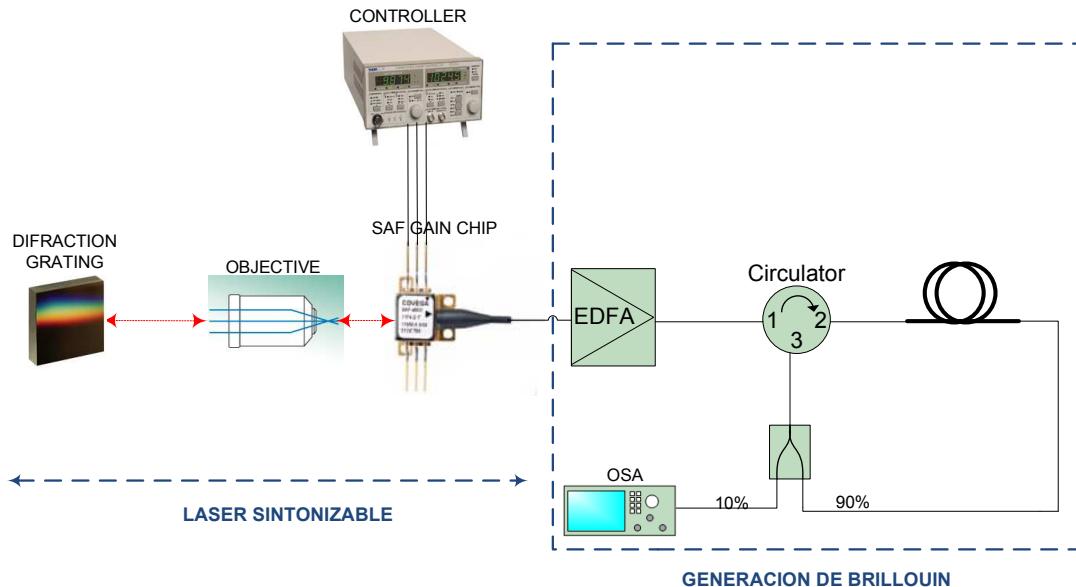


Figura 4.1. Arquitectura completa del láser de cavidad externa sintonizable.

En la figura 4.1 se pueden distinguir visualmente algunas de las claves del diseño: por un lado tenemos la cavidad formada por el objetivo microscópico y la rejilla de difracción, que se ve claramente que es externa al chip de ganancia, y por otra los elementos que nos permitirán conseguir la mejora de prestaciones a través del umbralizado de Brillouin.

Llegado este punto, vamos a describir los componentes que vamos a utilizar en el montaje real.

- Medio de ganancia: Vamos a utilizar el chip de ganancia SAF1176, el cual tiene uno de sus lados integrado a la fibra y el otro lado es sobre el que se montará la cavidad externa. La elección del mismo se debe a sus elevadas prestaciones en cuanto a potencia de salida, elevada ganancia, anchura sintonizable y emisión en tercera ventana, concretamente en banda C € [1530nm 1565nm].

- Lente de colimación: El chip de ganancia emite a su salida un haz de luz divergente, concretamente el utilizado tiene una divergencia de haz transversal de θ_t € [27°, 35°], y divergencia de haz longitudinal de θ_l € [14°, 21°], es decir, emite de forma divergente formando una elipse. Con la lente de colimación buscamos que el haz converja para que la mayor parte del haz sea transmitida a la cavidad. Utilizaremos en nuestro diseño un objetivo microscópico (10X) con NA (Apertura Numérica) = 0,25

- Rejilla de difracción: Utilizaremos la rejilla de difracción de 600 ranuras/mm, ya que tiene una eficiencia elevada en las longitudes de onda que trabajamos y nos interesa tener la

mayor potencia de señal de vuelta. De esta forma conseguimos que la fase de alineamiento sea mucho más sencilla por la cantidad de luz que se transmite.

- Monocromador: Para seleccionar la longitud o longitudes de onda que queremos obtener tras pasar por la rejilla, lo único que tenemos que hacer es girar la propia rejilla. Para hacer esto posible, necesitamos un soporte mecánico que permita movimientos rotatorios de la misma con ángulos cortos para así tener un control fino de la selección en longitud de onda.

La solución dada es utilizar como soporte el monocromador de infrarrojo SDMC 1-05. Dicho modelo posee en su interior una base rotatoria que se puede controlar externamente con un selector de longitud de onda manual y también incluye un motor con funcionamiento a pasos que puede ser controlado por un driver a través del ordenador.

La clave del monocromador es el hecho de poder variar la longitud de onda de la rejilla (es decir hacerla rotar) desde un ordenador de tal forma que los movimientos son mucho más precisos y el proceso es mucho más mecanizado. Se incluye en el anexo 2 el programa de software desarrollado en Visual Basic para Aplicaciones (VBA), en concreto desarrollado para Excel para mover el monocromador a la longitud de onda deseada.

- Carrete de fibra: Como ya hemos justificado en el capítulo 3, utilizaremos un carrete de fibra óptica de 100 metros de longitud para conseguir el efecto de umbralizado de Brillouin esperado.

- Acoplador: Se han utilizado acopladores 90-10 y 50-50 en el bucle de realimentación del umbralizado Brillouin. Las cifras representan el porcentaje de señal que pasa a cada una de las ramas del acoplador y según sea el interés de injectar más o menos potencia en la realimentación, se utilizará uno u otro.

4.2. Montaje

El hecho de que le dediquemos un apartado al montaje viene derivado de las dificultades de alineamiento que se han encontrado en la realización del mismo.

Para ponernos en situación, hay que recordar que estamos trabajando en infrarrojo, y más concretamente en la banda óptica denominada “banda-C” que cubre el rango comprendido entre [1530nm, 1565nm]. En este rango de longitudes de onda, los haces de luz ya no son visibles, y para ver la trayectoria de los mismos necesitamos unas tarjetas detectoras que se iluminan en el punto en el que incide un haz de luz. Concretamente en este proyecto hemos utilizado las tarjetas detectoras VRC2 y VRC4 de Thorlabs.

Las tarjetas detectoras utilizadas han resultado de gran ayuda para seguir la trayectoria del haz, hacer incidir el haz en el punto central de la rejilla de difracción y a la salida de la misma, ver el haz difractado y redirigirlo hacia la entrada. Pero para poder ver estos haces de luz hace falta un entorno de oscuridad, es decir no son visibles con luz ambiente.

Una vez explicada esta fase previa, pasamos a detallar cómo manipular cada uno de los dispositivos en esta fase de alineamiento, y las precauciones que hay que tener en cuenta.

4.3. Cavidad externa

Una vez que sabemos cómo ha de llevarse a cabo el montaje del sistema [17], nos centramos en el alineamiento entre el chip de ganancia y el objetivo, elementos que forman parte de la cavidad externa.

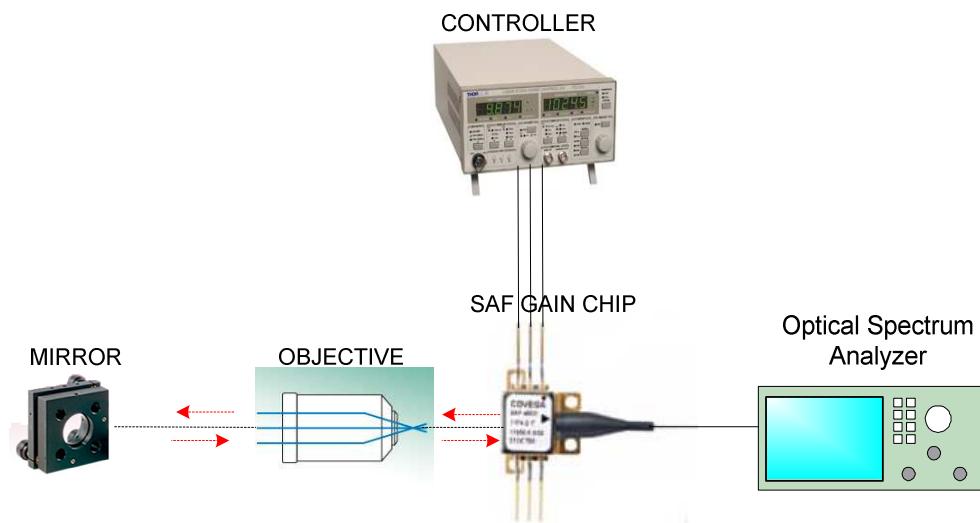


Figura 4.2. Montaje realizado para realizar el alineamiento entre el chip y el objetivo.

Para hacer posible este alineamiento hemos realizado el montaje correspondiente a la figura 4.2, en el que, para mayor precisión, hay que tener en cuenta dos cosas:

La primera es que el rayo proveniente del chip lleve una trayectoria totalmente horizontal para que todas las reflexiones que se produzcan estén en un mismo plano. Para ello medimos la altura a la que emitimos, medimos la altura a la que llega el haz de luz después de haber recorrido un cierto espacio, y comprobamos que es la misma.

La segunda es que el chip no emite de forma perpendicular a su superficie, sino que emite lateralmente. Eso lo hemos podido ver en las hojas características del mismo y lo hemos verificado en la caracterización angular del chip. Por tanto, lo posicionamos con los veinte grados de desplazamiento angular que habíamos calculado en el capítulo 3.1 para que se transmita a la cavidad la mayor cantidad de potencia posible.

Teniendo en cuenta ambos factores, comenzamos el alineamiento poniendo un espejo y devolviendo la señal al chip. El esquema del montaje es el de la figura 4.2.

Una vez montado y alineado de forma precisa, conseguimos que la señal de vuelta se introduzca de nuevo en el chip y de esta forma se superponga la señal sin realimentación con la señal proveniente de la cavidad externa, mucho más estrecha que la anterior. Si medimos este resultado con el OSA obtenemos la gráfica de la figura 4.3.

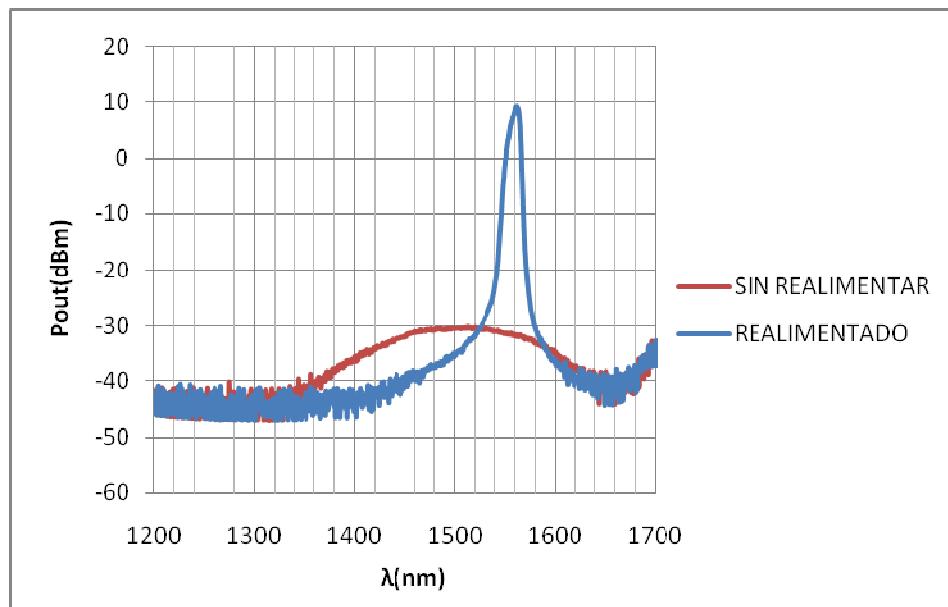


Figura 4.3. Gráfica correspondiente al alineamiento del montaje. Se representan de forma simultánea entrada y salida de la cavidad externa y el efecto de filtrado que se produce.

Observamos pues que en esta fase de alineamiento hemos conseguido también un efecto de filtrado al pasar una vez por un espejo, y no una rejilla, lo cual es un resultado bastante interesante de cara a las siguientes experiencias.

Una vez alineado correctamente el montaje, pasamos a analizar dos posibles configuraciones: la configuración Littrow y la configuración Littman.

4.3.1. Configuración Littrow

El montaje a realizar está formado por el chip de ganancia (alimentado con su respectivo controlador de intensidad y temperatura), el objetivo que focaliza la salida y la rejilla de difracción de 600 ranuras/mm. Tanto la señal sin realimentar como la realimentada las medimos en el OSA puesto que por el momento no precisamos de gran resolución.

El esquema de la configuración Littrow es el representado en la figura 4.4.

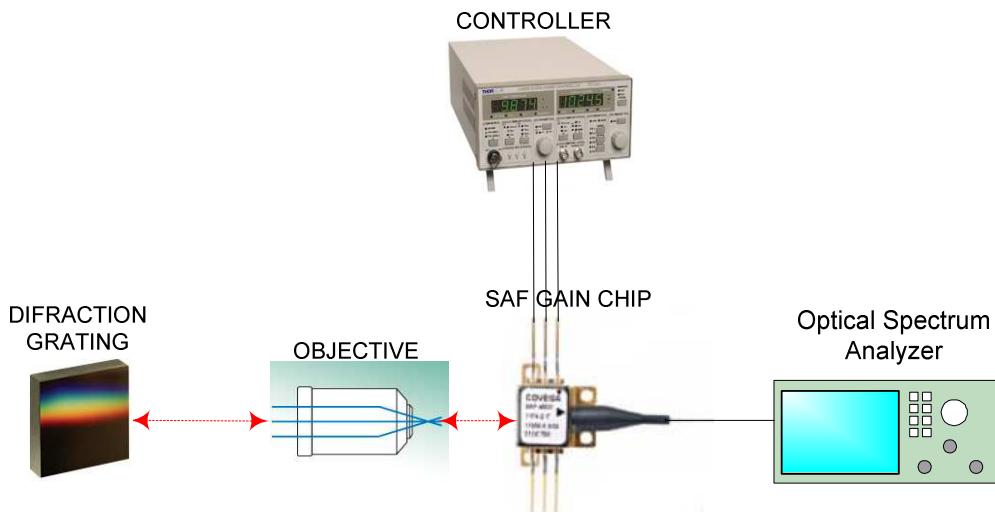


Figura 4.4. Montaje correspondiente a la configuración Littrow

Es importante realizar el montaje de esta configuración Littrow por dos razones:

1. El correcto alineamiento de este montaje (chip, objetivo, rejilla) es la fase previa para realizar el montaje de la configuración Littman.
2. Tener los datos de esta configuración nos servirá de comparativa de prestaciones con Littman para ver cuál de los dos montajes nos interesa más implementar.

En esta configuración, la señal pasa una vez por la rejilla de difracción y por tanto se debería observar el efecto del filtrado. Para ver cómo evoluciona la señal y poder comparar la emisión del chip con la señal final que nos llega observamos la gráfica de la figura 4.5.

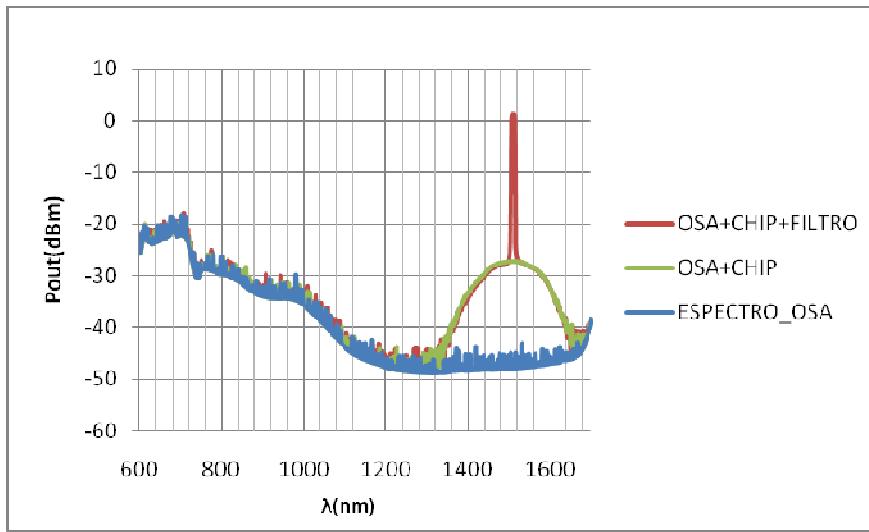


Figura 4.5. Evolución espectral de la señal filtrada en la configuración Littrow.

En esta figura 4.5, podemos ver en color verde la emisión del chip en transmisión sobre la que se superpone la señal filtrada, en rojo. Vemos que tenemos una gran selectividad en longitud de onda con un simple paso por rejilla.

Si nos centramos ahora en la sintonización de la longitud de onda, dada la configuración y recibiendo el orden uno de la rejilla podemos ir variando la posición del monocromador de tal forma que podemos sintonizar la longitud de onda que nos interese. Éste es uno de los resultados más importantes que buscábamos, la sintonización en longitud de onda, el cual lo podemos observar en la figura 4.6.

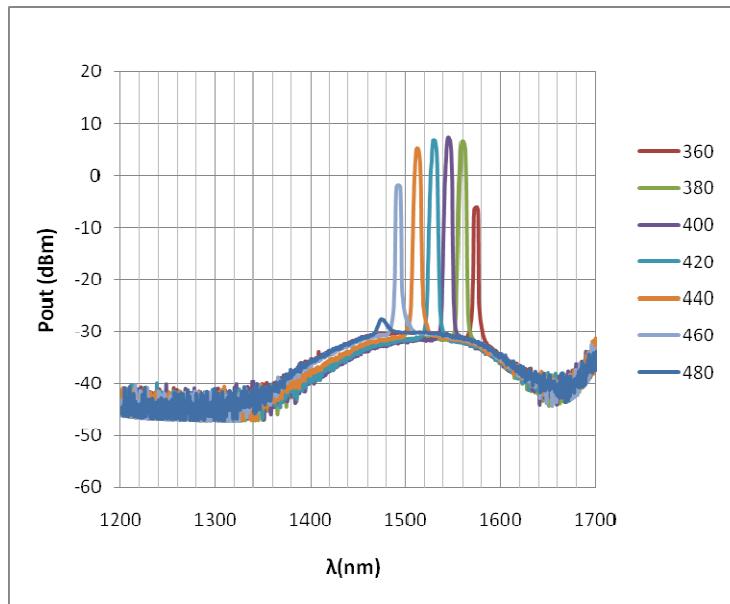


Figura 4.6. Sintonización en longitud de onda obtenida con la configuración Littrow.

Para obtener la gráfica de la figura 4.6, hemos ido variando la posición de la rejilla de difracción y tomando el espectro para poder ver cómo evoluciona la señal en el rango de amplificación del chip.

Medimos experimentalmente el rango de sintonización en el que podemos detectar longitudes de onda. Para ello utilizamos una de las aplicaciones del OSA que nos permite hacer un barrido buscando el máximo en cada punto y así obtener la respuesta o banda de longitudes de onda de interés. Concretamente lo que hacemos es variar la posición de la rejilla mediante el monocromador y medir con el OSA la evolución en potencia de la señal. La gráfica correspondiente a esta medida la encontramos en la figura 4.7.

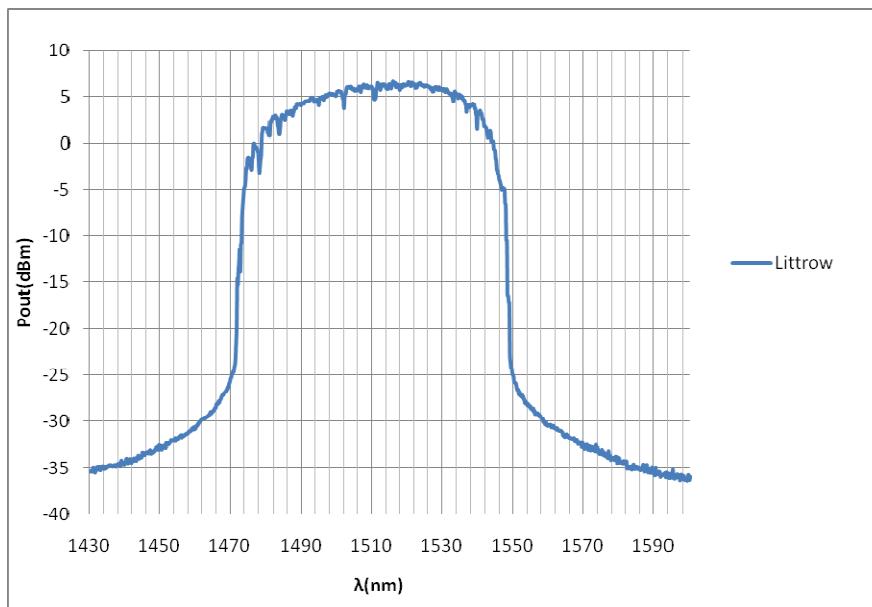


Figura 4.7. Rango de sintonización de la configuración Littrow.

Rango de sintonización obtenido experimentalmente: $\Delta\lambda = 80\text{nm}$.

Esto significa que centrándonos en la banda deseada, vamos a tener un rango de 80nm en el que seremos capaces de recibir cualquier longitud de onda a la salida de nuestro filtro.

Llegado a este punto tenemos el estudio realizado con la configuración Littrow, que es la configuración más ampliamente utilizada hasta el momento. Con el objetivo de comparar prestaciones y llegar a unos mejores resultados si cabe, el siguiente paso es montar la configuración Littman, en la que tenemos doble paso por rejilla que nos permitirá tener un efecto de filtrado mucho mayor. Para comprobar que estamos en lo cierto, vamos a estudiarla en profundidad.

4.3.2. Configuración Littman

En la configuración Littman, además de los componentes utilizados en Littrow, tenemos un espejo. El método operativo es el siguiente: la salida de la rejilla en vez de llevarla de vuelta hacia la entrada, la introducimos en el espejo, y la reflexión del espejo la volvemos a introducir de nuevo en la rejilla cuya difracción sí que llevamos de vuelta hacia la entrada. De esta forma pasamos dos veces por la rejilla y una por el espejo, y por tanto el efecto de filtrado debería ser mucho mayor.

La disposición de los elementos en esta configuración de Littman la podemos observar en la figura 4.8. En dicha figura, podemos observar que para este caso utilizamos un aparato de medida diferente, el BOSA-C. Con esta configuración el efecto del filtrado es mucho mayor y por tanto nos interesa medir con la mejor resolución posible y en el OSA teníamos la limitación de la misma con $\text{RES_BW}=0,06\text{nm}$.

Otro de los detalles importantes de este montaje es el hecho de que utilicemos un atenuador óptico, necesario para evitar que el BOSA se sature.

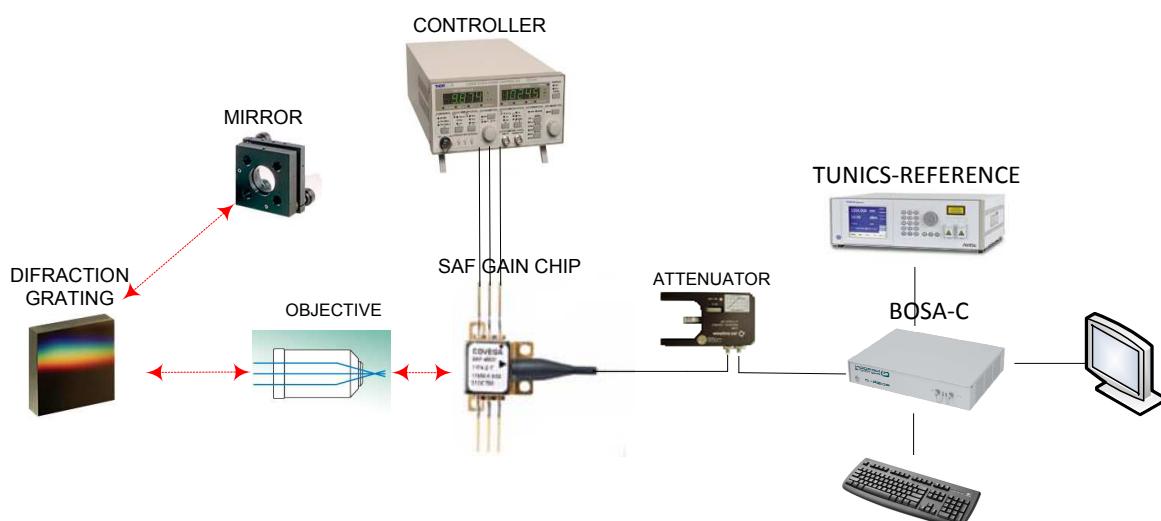


Figura 4.8. Montaje correspondiente a la configuración Littman.

El hecho de que incidamos en la resolución es para poder ver todos los efectos que se producen, poder ver de forma precisa si la salida filtrada que obtenemos es monomodo o multimodo y poder calcular parámetros como por ejemplo la supresión modal o la separación modal con gran precisión.

- Espectro de la configuración Littman

La primera de las medidas del espectro de la configuración Littman la hacemos con ambos aparatos de medida, tanto el OSA como el BOSA. La primera de ellas, en la que utilizamos en OSA, la tenemos representada en la figura 4.9 y podemos apreciar que el efecto del filtrado de esta configuración es muy notable.

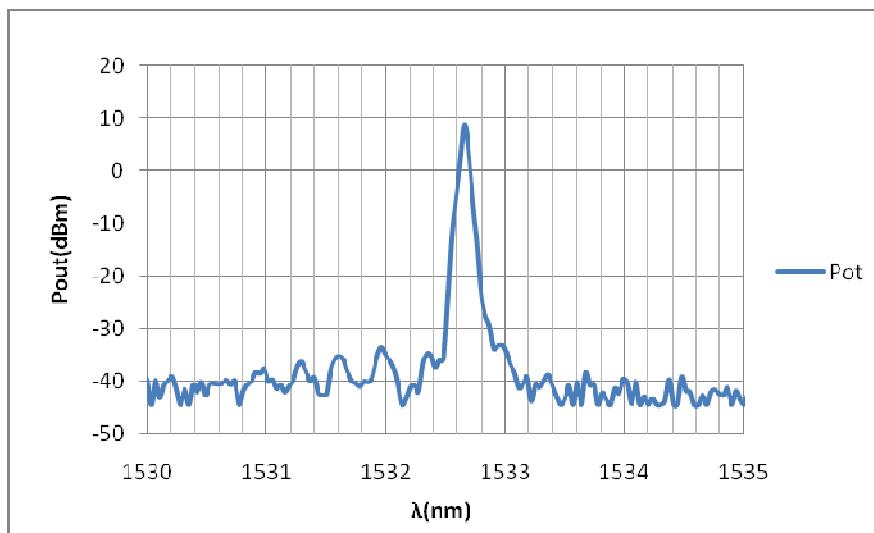


Figura 4.9. Espectro de la señal filtrada obtenido en la configuración Littman medido con el OSA.

Si utilizamos ahora como aparato de medida el BOSA y ampliamos uno de los picos obtenemos el gráfico de la figura 4.10. Observamos que tenemos una mejor resolución y somos capaces de ver con mucho más detalle la señal.

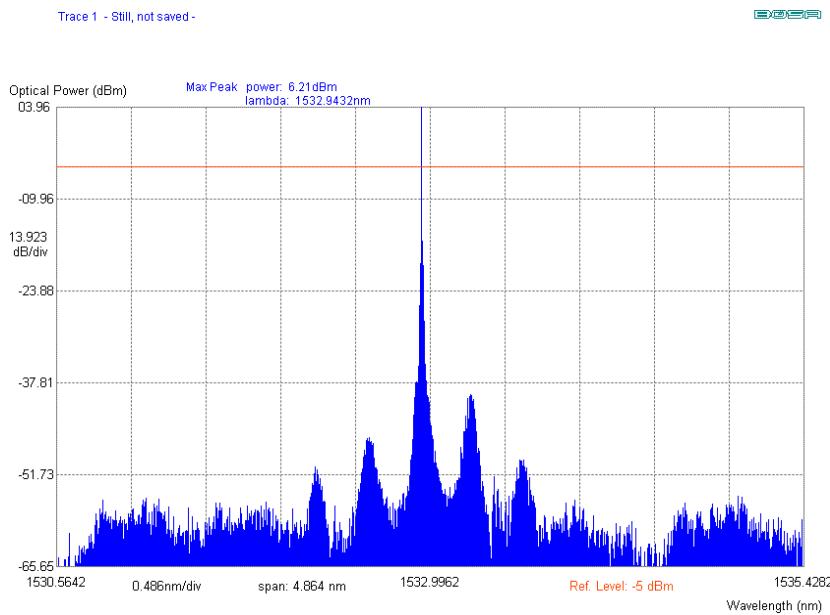


Figura 4.10. Espectro de la señal filtrada obtenido en la configuración Littman medido con el BOSA.

Una de las primeras observaciones es que hemos conseguido obtener, tras analizar ambos espectros es una señal monomodo tras el doble paso por la rejilla, lo cual era uno de los resultados buscados en cuanto a prestaciones.

- Separación modal

Al hacer zoom sobre el pico principal, aparentemente monomodo, observamos en torno al mismo unos picos que no corresponden con los secundarios. Para saber su procedencia estudiamos en profundidad la separación entre ellos mediante el BOSA y obtenemos:

$$\Delta\lambda_{medido} = 0,00163\text{nm}$$

Vamos a comparar este resultado experimental con la separación entre modos laterales teórica que viene dada por la ecuación 4.1. Si ambos resultados coincidieran, estos nuevos modos corresponderían con los modos laterales; en caso contrario deberíamos seguir estudiando su origen.

$$\Delta\lambda_{externa} \approx \frac{\lambda^2}{2(L_{externa} + \eta_{eff}L_{interna})} \quad [4.1]$$

$$L_{externa} = 2 * L_{objetivo-rejilla} + 2 * L_{rejilla-espejo} \quad [4.2]$$

Si utilizamos los datos $c = 3 * 10^8 \frac{m}{s}$, $\eta_{eff} = 3,5$, $\lambda = 1533\text{nm}$, $L_{interna} = 0,001m$ y las medidas correspondientes al montaje real ($L_{objetivo-rejilla} = 22\text{cm}$, $L_{rejilla-espejo} = 13\text{cm}$) y aplicamos la ecuación 4.2 obtenemos el siguiente resultado:

$$\Delta\lambda_{externa} = 0,00167\text{nm}$$

Este resultado teórico es muy cercano al obtenido experimentalmente por lo que podemos concluir diciendo decir que los nuevos modos detectados son los modos laterales y nos impiden tener una señal monomodo por completo.

Para tener un mayor conocimiento de los modos laterales, vamos a hacer un estudio de su evolución en función de la longitud de onda y ver si esa separación entre modos sigue alguna tendencia determinada o simplemente coincide con la tendencia teórica. El método operativo de este estudio consiste en ir variando la longitud de onda y medir la separación entre los modos laterales. Los resultados de dicho estudio se muestran en la tabla 4.1.

λ_{monoc}	λ_{max_BOSA}	$\Delta\lambda_{medida(n)}$	$\Delta\lambda_{teorica(nm)}$
360	1558,3874	0,00276	0,003452127
362	1555,2145	0,00289	0,003438084
364	1553,0783	0,00295	0,003428646
366	1550,6055	0,00282	0,003417736
368	1548,8441	0,00294	0,003409976
370	1546,4072	0,00291	0,003399254
372	1542,8805	0,0028	0,003383767
374	1541,1453	0,00275	0,00337616
376	1538,3303	0,00307	0,003363838
378	1535,6289	0,0029	0,003352034
380	1533,5704	0,00258	0,003343054

Tabla 4.1. Valores obtenidos en el estudio de los modos laterales en función de la longitud de onda.

En la tabla 4.1 podemos observar que los resultados teóricos y experimentales están muy próximos entre sí, y para ver de forma gráfica su evolución con λ , los representamos en la figura 4.11.

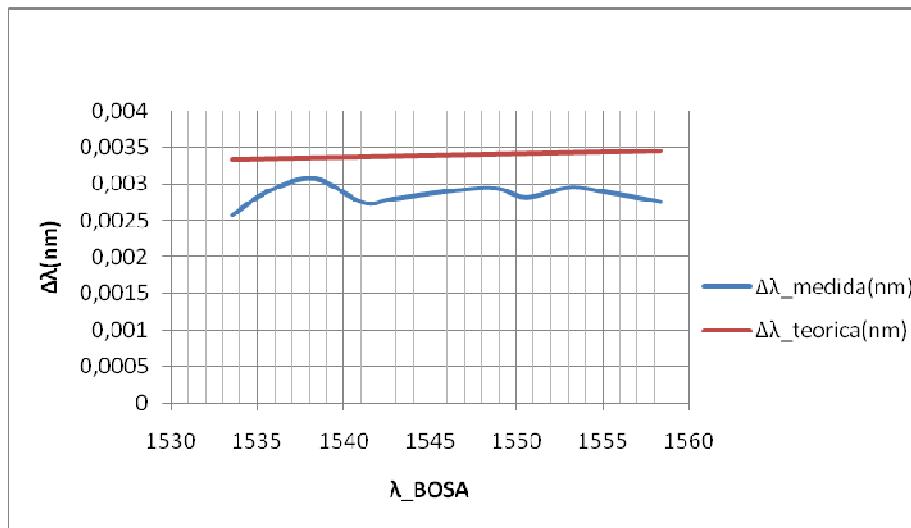


Figura 4.11. Gráfica del estudio de los modos laterales en función de la longitud de onda.

Tras ver la figura 4.11, vemos que los resultados experimentales tienen un error experimental dentro de lo razonable, ya que estamos utilizando una precisión de cuatro decimales. Podemos afirmar por tanto que los modos estudiados corresponden con los modos laterales.

- Supresión modal

Uno de los objetivos en nuestro diseño es tener una respuesta monomodo. Para cuantificar este hecho se utiliza como herramienta de estudio la supresión modal, que viene a representar la diferencia, generalmente en decibelios, entre el modo principal y el resto de modos. Para ello lo que vamos a hacer es estudiar cómo evoluciona tanto el modo principal como los secundarios en función de la intensidad del chip para poder visualizar en qué momento se empiezan a excitar esos modos.

Uno de los puntos de interés es el paso de la emisión espontánea a la emisión estimulada y estudiar para qué rango de intensidades del chip se produce este cambio.

También interesa ver si evoluciona de alguna forma concreta la señal recibida, si aparecen saltos de frecuencias o desplazamientos de la propia señal influenciados por el calentamiento del chip.

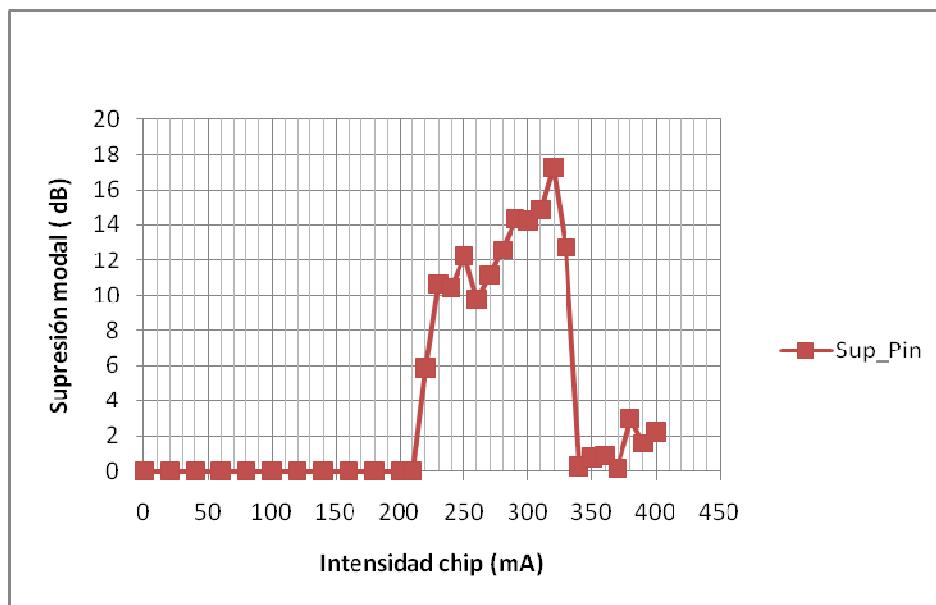


Figura 4.12. Medida del chirp térmico en la configuración de Littman.

En la figura 4.12 podemos ver el resultado del estudio de la supresión modal para diferentes intensidades del chip. A partir de este estudio podemos sacar una conclusión interesante de cara a la evolución del proyecto:

En la caracterización del chip habíamos puesto de manifiesto la necesidad de trabajar con el controlador del chip a $I=400\text{mA}$ para tener más potencia transmitida, pero llegado a este punto, podemos decir que si queremos la mayor supresión modal posible, la intensidad óptima se encuentra entre 250 y 300mA.

- Chirp Térmico

Antes de pasar a estudiar cómo mejorar la supresión modal, nos centramos en uno de los efectos observados a lo largo de las experiencias realizadas. El chip lo tenemos alimentado con un controlador simultáneo de intensidad y temperatura. Si nosotros fijamos una temperatura del chip ($T=30^\circ$) y vamos variando la intensidad del mismo, uno de los efectos que se produce es el desplazamiento en longitud de onda de la señal recibida. Ese desplazamiento en longitud de onda es proporcional a la intensidad que le suministramos y es debido al propio calentamiento del chip. Este efecto se denomina “Chip Térmico”.

Para visualizar este efecto tenemos la gráfica de la figura 4.13, en la que medimos para cada intensidad, la longitud de onda con el máximo del modo principal. Podemos observar que esos máximos se van desplazando en longitud de onda al aumentar la intensidad.

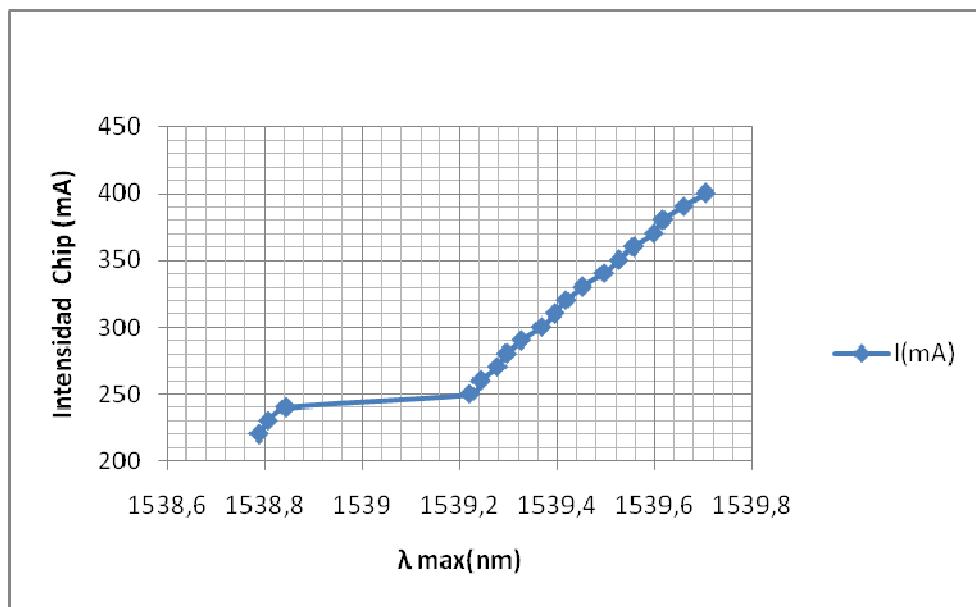


Figura 4.13. Medida del chirp térmico en la configuración de Littman.

La explicación a este fenómeno es la siguiente: estamos fijando la temperatura a la que funciona el chip a través de las patillas del mismo, pero en la cavidad interior del chip aumenta la temperatura al aumentar la intensidad con la que alimentamos el chip y este efecto provoca un cierto desplazamiento en longitud de onda de la señal filtrada a la salida.

4.4. Filtrado Modal

Tras el estudio realizado acerca de la supresión modal, se ha podido observar que no es demasiado elevada y por tanto surge la necesidad de aplicar alguna técnica que potencie esta supresión modal. Ante esta necesidad tenemos dos posibles alternativas que desarrollaremos a continuación: Cristal Resonador y Filtrado Brillouin realimentado.

4.4.1. Cristal Resonador

Tal y como se ha mencionado anteriormente, una de las posibles técnicas para aumentar la supresión modal es añadir un Cristal Resonador. La experiencia consiste en utilizar el Cristal Resonador justo después del objetivo microscópico, a una distancia “d” para atenuar la señal que transmitimos antes de su paso por la rejilla y formar por tanto una doble cavidad externa.

Tenemos por un lado la cavidad externa formada entre el chip de ganancia y la rejilla de difracción, la cual hemos comprobado que funciona y realiza un filtrado en longitud de onda.

Por otro lado tenemos la nueva cavidad externa que se forma entre el chip y el Cristal. Éste tiene un espesor de 1mm y la nueva cavidad, de longitud “d”, se forma porque parte de la señal que llega al mismo se refleja y parte se transmite.

Tras la caracterización llevada a cabo en el capítulo anterior acerca de este cristal resonador, hemos visto que los resultados obtenidos no eran los esperados. Se consigue tener un filtrado más fino de la señal pero no lo suficiente para obtener una señal monomodo. Este motivo, junto con la dificultad que presenta la sintonización del mismo, nos ha llevado a descartarlo de cara al montaje con el resto de elementos del sistema.

4.4.2. Filtrado Brillouin realimentado

La otra técnica para aumentar la supresión modal e intentar reducir los modos laterales consiste en aplicarle el filtrado de Brillouin realimentado a nuestro sistema actual.

Puesto que en el capítulo 3 hemos hecho la caracterización del efecto Brillouin, el método operativo para este apartado es sencillo: mediremos la señal antes de pasar por el efecto Brillouin y tras pasar por dicho efecto no lineal para ver cómo evoluciona el espectro.

Para que quede claro el punto exacto donde obtenemos los espectros y a qué corresponden exactamente tenemos la figura 4.14 en la que tenemos esos puntos señalados en rojo teniendo en cuenta que:

Pin -> Potencia de entrada al esquema Brillouin, la cual es la salida de nuestro TLS ya filtrada en la que queremos potenciar la supresión modal.

Pout -> Potencia de salida del sistema Brillouin, en la cual deberíamos ver la mejora en cuanto a supresión modal gracias al efecto Brillouin.

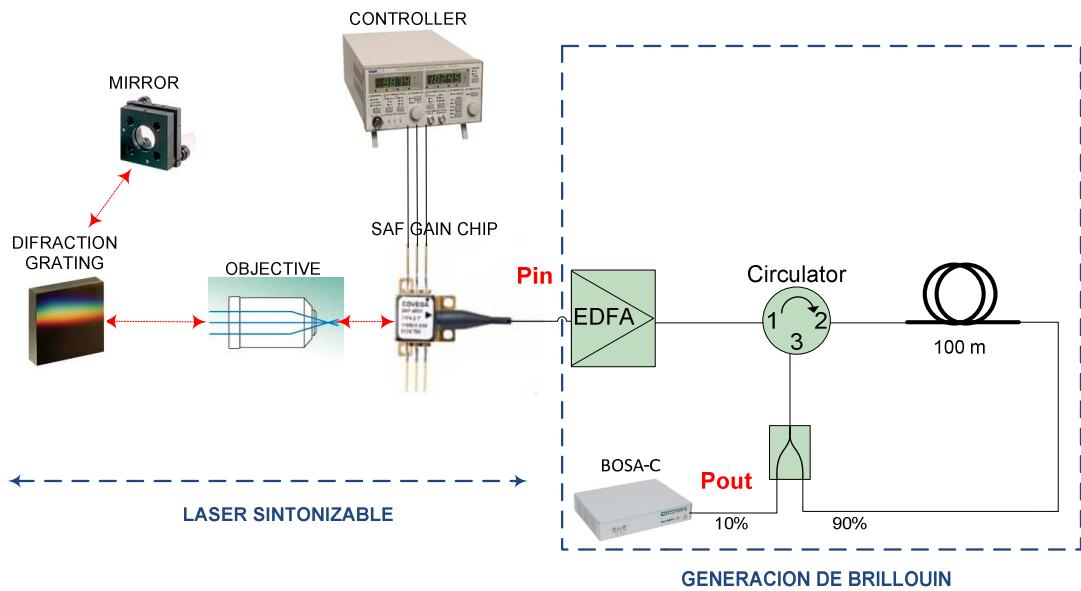


Figura 4.14. Sistema completo de nuestro laser sintonizable en el que se incluye el efecto Brillouin

Si nos fijamos en el sistema de la figura 4.14, vemos que la salida que obtendremos (**Pout**) será un 10% de la señal que nos llega del EDFA. Destacamos este dato porque es la justificación al hecho de que tengamos menor potencia en los resultados que obtengamos a continuación. Esta pérdida de potencia no supone ningún problema en cuanto a pérdida de prestaciones del sistema y se ha utilizado un acoplador 10-90 para aprovechar al máximo la realimentación que provoca el efecto Brillouin y obtener una supresión modal mayor.

El hecho de que se utilice un acoplador 50%-50% o un acoplador 10%-90% corresponde a las necesidades finales, y existe un compromiso entre necesidades de potencia de salida (en cuyo caso se utiliza el 50-50) y necesidades de supresión modal (en ese caso se utiliza el 10-90). Queda la elección del mismo ligada a las necesidades de prestaciones finales requeridas. Una vez aclarado esto, los resultados los mostramos en las figuras siguientes: figuras 4.15 correspondiente con **Pin** y 4.16 correspondiente con **Pout**.

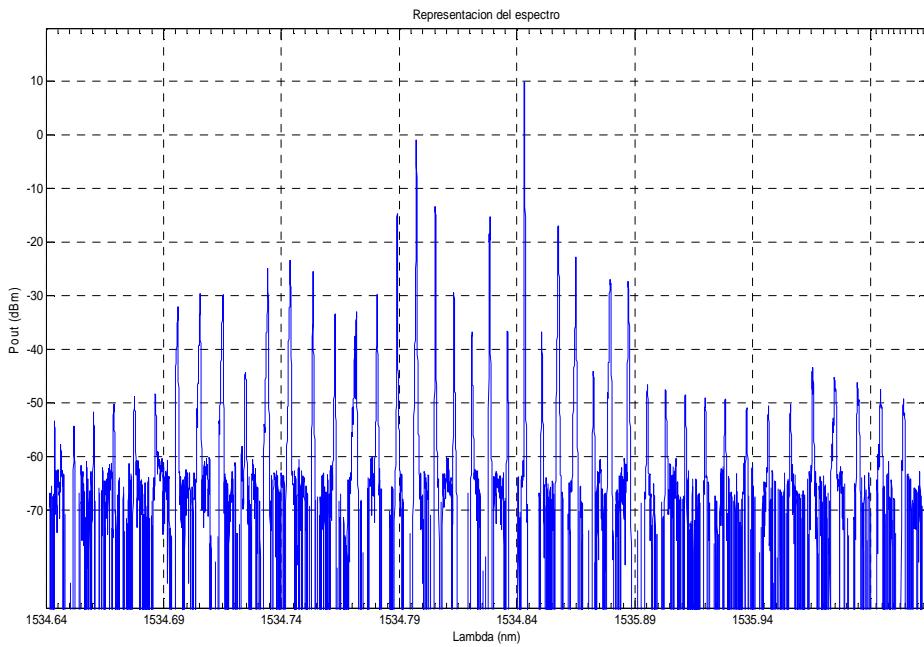


Figura 4.15. Espectro obtenido con el BOSA en la configuración completa del sistema (**Pin**)

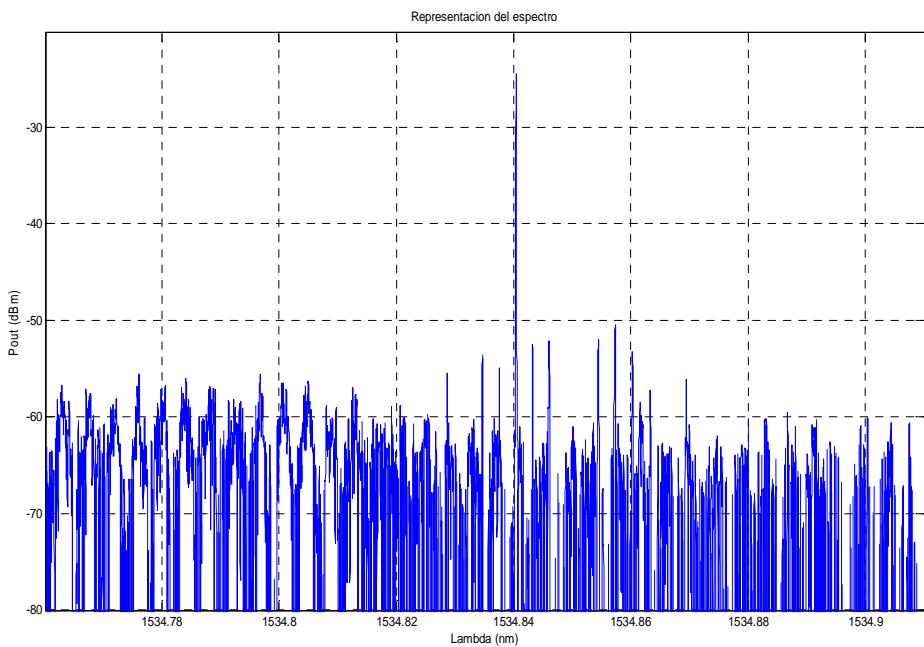


Figura 4.16. Espectro obtenido con el BOSA en la configuración completa del sistema (**Pout**)

Si hacemos la comparación de las gráficas obtenidas en las figuras 4.14 y 4.15 observamos que el efecto de filtrado se ha potenciado hasta quedar una única longitud de onda, lo cual hace que nuestro láser sintonizable en longitud de onda sea MONOMODO, resultado que cabe resaltar puesto que era uno de los objetivos prioritarios de diseño.

Para tener un resultado contrastado sobre la supresión final obtenida, se presenta en la figura 4.17 la gráfica en la que podemos ver de forma simultánea la supresión modal en los puntos de interés (Pin, Pout) realizada variando la intensidad del controlador del chip de ganancia.

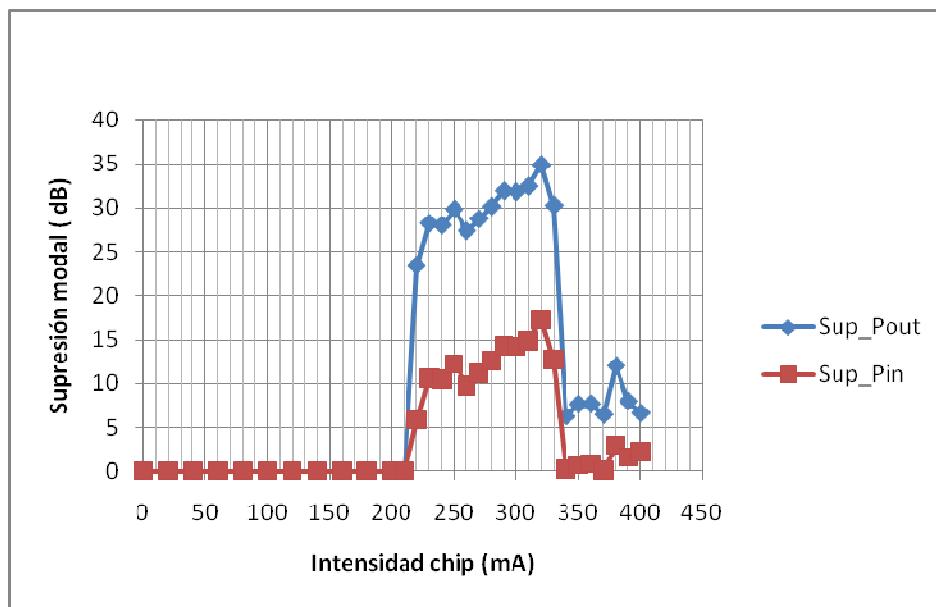


Figura 4.17. Gráfica comparativa de la supresión modal obtenida antes de aplicar el efecto Brillouin (Pin) y después de aplicarlo (Pout) para diferentes valores de intensidad del chip de emisión.

4.5. Resultados y conclusiones

Una vez terminada la fase de montaje experimental del sistema completo y haber obtenido resultados en cada una de las configuraciones posibles, el siguiente paso es realizar la evaluación de nuestro sistema en cuanto a prestaciones finales y parámetros de rendimiento.

Para ver de forma clara los resultados y poder comparar los resultados finales de cada una de las configuraciones los representamos todos de forma conjunta en la tabla 4.2.

	LITTROW	LITTMAN	LITTMAN +BRILLOUIN
Rango de sintonización (nm)	80	80	80
Capacidad de filtrado	multimodo	multimodo	monomodo
Supresion modal (dB)	2	10	30
Potencia de salida(dBm)	12	9	-25
FWHM(nm)	0,75	0,35	0,35

Tabla 4.2. Parámetros de rendimiento del láser sintonizable diseñado

En vista de los resultados obtenidos en la experiencia y reflejados en la Tabla 4.2 podemos sacar las siguientes conclusiones:

- El rango de sintonización obtenido para el chip de ganancia es de 80nm, el cual está centrado en banda C, en el que somos capaces de recibir cualquier longitud de onda a la salida de nuestro filtro.
- El láser sintonizable en longitud de onda utilizando rejilla de difracción tanto en la configuración Littrow como en Littman nos da una respuesta multimodo.
- Tanto en términos de supresión modal como en FWHM tiene mejores prestaciones la configuración Littman que la configuración Littrow y eso es debido a que al tener doble paso por la rejilla el filtrado que se produce es mayor que con un solo paso por la misma.
- En cuanto a la primera de las técnicas de filtrado modal, el cristal resonador, nos permite un filtrado más fino que utilizando sólo rejilla de difracción (filtra uno de cada dos modos que le llegan). Las desventajas que presenta son la dificultad de sintonización y la no obtención de una señal de salida monomodo. No es capaz de filtrar modos laterales si están muy próximos al modo principal.
- Con respecto al umbralizado de Brillouin, permite no sólo mejorar las prestaciones en cuanto a supresión modal sino que es capaz de obtener una señal de salida monomodo. Su principal virtud es que funciona como filtro activo de tal forma que si a su entrada tiene una señal con cierta supresión es capaz de potenciarla y discernir así el modo principal del resto, aun estando los modos indeseados muy cerca del principal.
- Los resultados óptimos de nuestro diseño se han conseguido por tanto aplicando a la configuración Littman el umbralizado de Brillouin.

V

Conclusiones

El objetivo del proyecto ha sido el diseño, construcción y evaluación de un láser de cavidad externa utilizando como sintonizador en longitud de onda una rejilla de difracción.

En la parte de diseño, la elección de cada uno de los componentes a utilizar así como sus condiciones óptimas de funcionamiento han sido determinantes de cara al montaje final. Se ha realizado por tanto la caracterización de forma individual de todos los elementos que forman parte del sistema final como son: chip de ganancia, cavidad externa, cristal resonador y umbralizado Brillouin.

Con respecto a la construcción del sistema, se ha realizado el alineamiento óptico de los elementos en infrarrojo con la ayuda de las tarjetas detectoras. Una vez alineados los componentes, se han montado las dos configuraciones posibles utilizando rejillas de difracción: configuración Littrow y configuración Littman.

La evaluación de las prestaciones de ambas configuraciones nos ha llevado a los siguientes resultados: ambas tienen una señal multimodo a su salida; Littman tiene mejores prestaciones que Littrow en cuanto a supresión modal y FWHM y eso se debe al hecho de que en Littman tenemos doble paso por rejilla lo que hace que el filtrado sea más fino que en el caso de Littrow en el que tenemos un único paso por rejilla.

Puesto que nuestro objetivo final es tener una señal monomodo, es decir una única longitud de onda, se han utilizado dos técnicas de filtrado modal para mejorar las prestaciones de nuestro sistema: cristal resonador y umbralizado de Brillouin.

En cuanto al cristal resonador, nos ha permitido obtener un filtrado más fino que utilizando sólo rejilla de difracción (filtra uno de cada dos modos que le llegan). Las desventajas que presenta

son la dificultad de sintonización y la no obtención de una señal de salida monomodo. No es capaz de filtrar modos laterales si están muy próximos al modo principal.

Con respecto al umbralizado de Brillouin, nos ha permitido no sólo mejorar las prestaciones en cuanto a supresión modal sino que ha sido capaz de obtener una señal de salida monomodo. Su principal virtud es que funciona como filtro activo de tal forma que si a su entrada tiene una señal con cierta supresión es capaz de potenciarla y discernir así el modo principal del resto, aun estando los modos indeseados muy cerca del principal.

Por tanto podemos decir que llegado a la finalización del proyecto y observando los objetivos que nos habíamos propuesto al principio del mismo los hemos cumplido en su totalidad:

- Hemos diseñado y construido un láser sintonizable de cavidad externa cuya única longitud de onda a su salida la controlamos externamente mediante un ordenador.
- Hemos caracterizado todos y cada uno de los componentes que forman parte de nuestro sistema final estudiando su dependencia con parámetros como la temperatura y la corriente.
- Se han aplicado nuevas técnicas de filtrado modal a las configuraciones tradicionales de rejillas de difracción (Littrow y Littman) para hacer una evaluación final de las mismas y obtener los resultados buscados de salida monomodo y elevadas prestaciones en cuanto a supresión modal gracias a una de ellas: el umbralizado Brillouin.

Una vez expresadas las conclusiones derivadas de la ejecución del proyecto y de los resultados obtenidos a lo largo del mismo, podemos proponer mejoras de implementación e ilustrar los campos futuros de investigación relacionados con nuestro sistema.

En cuanto a mejoras de implementación, el montaje se ha realizado sobre mesa óptica, lo que conlleva la influencia en los resultados de parámetros difícilmente medibles como por ejemplo vibraciones o exposición a luz y ruido. Para mejorar este aspecto, se podrían establecer los componentes de forma fija en una carcasa que evitara este tipo de problemas, lo cual no resultaría excesivamente costoso y el diseño actual sería válido gracias al control externo de la longitud de onda mediante software.

Uno de los campos de desarrollo es utilizar el láser sintonizable en aplicaciones de medida. La más inmediata es utilizarlo como fuente sintonizable para el BOSA de tal forma que funcione como láser de referencia para el mismo. Otra de ellas sería modificar el programa de software del monocromador para que en vez de sintonizar una longitud de onda determinada, realice un “barrido” entre dos longitudes de onda dadas.

En cuanto a futuros campos de investigación, la sintonización mediante MEMS puede resultar una alternativa de diseño atractiva para muchas aplicaciones actuales debido a su pequeña dimensión que hace posible diseñar la cavidad externa del láser de dimensiones reducidas ($<100 \mu\text{m}$). Además de su reducido tamaño, otras de las ventajas que presenta son la elevada velocidad de sintonizado, la gran estabilidad mecánica y su gran exactitud.