

TRABAJO DE FIN DE GRADO

GRADO DE FÍSICA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA

Mejora de la longitud de coherencia de un láser de fibra dopada con erbio con cavidad de anillo

AUTORA

INÉS ALCALÁ FABÓN

DIRECTOR

SEBASTIÁN JARABO LALLANA

Junio de 2024



Universidad
Zaragoza

Índice

1. Introducción	1
2. Objetivos	2
3. Base teórica	2
3.1. Interferometría	2
3.2. Descripción teórica de los filtros de anillo	4
4. Montaje experimental	6
4.1. Interferómetro de Mach-Zehnder	6
4.1.1. Estimación del orden cero del interferómetro con un láser pulsado	7
4.1.2. Medida del orden cero del interferómetro mediante interferometría espectral	9
4.1.3. Calibración de las pérdidas en las lentes GRIN	11
4.2. Diseño de las fuentes láser	12
5. Metodología	14
6. Resultados experimentales	19
6.1. Medidas con fuentes no-láser	19
6.2. Medidas con láser	21
7. Conclusiones	24
Bibliografía	25
8. Anexos	26

1. Introducción

Actualmente los láseres tienen innumerables aplicaciones en ámbitos muy diversos, desde la industria a la investigación. Esto se debe a que las fuentes láser pueden presentar características muy diferentes y hay gran cantidad de tipos. Una característica fundamental de cualquier láser es su coherencia. La coherencia temporal de un láser está directamente relacionada con su “monocromaticidad”, es decir la anchura en longitud de onda de su espectro de emisión.

Para alcanzar grandes longitudes de coherencia se diseñan láseres SLM (*Single Longitudinal Mode*), ya que si se consigue que solo oscile un modo dentro de la cavidad del láser la anchura espectral de este se reduce a la del modo longitudinal que está oscilando. Este tipo de láseres tienen gran cantidad de aplicaciones, como por ejemplo en comunicaciones, espectroscopía de alta resolución, sensado óptico y metrología [1-4]. Por este motivo es interesante estudiar los láseres SLM y las diferentes maneras de diseñarlos.

Para conseguir que oscile el mínimo número de modos posible conviene que las transiciones láser del medio activo presenten ensanchamiento homogéneo, y evitar que se produzca el efecto *spatial hole-burning* por las ondas estacionarias [5]. Los láseres de fibra dopada con erbio con cavidad de anillo son muy apropiados para esto, ya que cumplen dichas características. Sin embargo, este tipo de láseres presentan oscilación MLM (*Multi-longitudinal-mode*) debido al ensanchamiento inhomogéneo y a la larga longitud que generalmente suele tener el medio activo [1]. Podemos solucionar esto y conseguir oscilación SLM colocando en la cavidad algún elemento selector de frecuencia, como una FGB (*Fiber Bragg Gratings*) por ejemplo.

Otra posibilidad es utilizar un filtro sintonizable en lugar de una FBG para estrechar el espectro de emisión del láser. Esta clase de filtros presentan una anchura espectral bastante mayor a las FBG, pero nos permiten tener láseres sintonizables. Es decir, láseres que pueden emitir en una longitud de onda concreta de nuestra elección dentro de un intervalo espectral ancho que vendrá determinado por el rango de sintonización del láser. El rango de sintonización está fijado por el rango de amplificación del medio activo, por lo que en el caso del láser de fibra dopada con erbio tendríamos de un rango de sintonización de 30 nm [1, 6]. Además, generalmente obtendremos mayor eficiencia de salida y menor potencia umbral si utilizamos un filtro sintonizable en lugar de una FBG, lo cual siempre es preferible. En algunas aplicaciones, como en comunicación por fibra, es necesario utilizar láseres que emitan en longitudes de onda diferentes. Por lo tanto, puede ser conveniente utilizar un láser sintonizable en lugar de láseres que emiten en una longitud de onda fija.

Un método estándar para reducir notablemente la anchura espectral de un láser y conseguir emisión SLM es la incorporación de un etalon en el interior de la cavidad láser [5]. En un láser de fibra, el método equivalente consiste en incluir resonadores pasivos de anillo dentro de la cavidad. En adelante, nos referiremos a este tipo de dispositivo la como filtro de anillo. Por lo tanto, incorporando en la cavidad del láser un filtro sintonizable y un filtro de anillos podremos aumentar la longitud de coherencia del láser y hacer que este además sea sintonizable. Los láseres

SLM diseñados con fibra dopada con erbio como amplificador y con cavidad de anillo presentan además alta estabilidad temporal y una buena relación señal ruido óptico, OSNR [6].

En la bibliografía se encuentran publicados diferentes estructuras de láseres de fibra SLM basadas en el empleo de filtros de anillo, consiguiendo anchuras espectrales inferiores a 1 KHz [6-8], lo que equivale a una longitud de coherencia de 60 Km de fibra óptica. No obstante, se han publicado anchuras inferiores a 100 Hz [9, 10], aunque empleando estructuras con filtros más complejas.

Para poder medir la anchura espectral de un láser se pueden emplear analizadores de espectros ópticos (OSA), analizadores de espectros ópticos basados en el efecto Brillouin (BOSA) o interferómetros Fabry-Pérot comercial. Sin embargo, su resolución espectral es bastante limitada para medir láseres SLM. Típicamente, 1 GHz para el OSA, 10 MHz para el BOSA y 1 MHz para un Fabry-Pérot comercial. Para determinar la anchura espectral de láseres de fibra SLM se suele emplear el método denominado *delayed self-heterodyne* [8-10] que consiste en medir con un analizador de espectros eléctricos la potencia del láser tras atravesar un interferómetro Mach-Zehnder, el cual incluye un modulador electro-óptico en uno de sus brazos y una línea de retardo de 25 Km de fibra óptica en el otro brazo. En este trabajo se optó por utilizar un método de interferometría clásica, adaptada a fibra, empleando un interferómetro de fibra de tipo Mach-Zehnder que permite colocar fácilmente en uno de sus brazos un rollo de fibra de varios kilómetros de longitud.

2. Objetivos

Teniendo en cuenta el interés por conseguir emisión láser SLM, se definió como objetivo principal del trabajo estrechar el espectro de un láser sintonizable de fibra dopada con Erblio buscando conseguir un láser con muy buenas propiedades: sintonización y alta coherencia. Las principales tareas a llevar a cabo en este trabajo son las siguientes:

- Puesta a punto de un interferómetro de Mach-Zehnder de fibra óptica
- Desarrollo de una metodología de medida de coherencia
- Diseño de un filtro de anillo y estudio de su efecto sobre la coherencia de láseres de fibra

3. Base teórica

3.1. Interferometría

Consideramos dos ondas electromagnéticas con idéntico espectro y el mismo estado de polarización que se propagan a lo largo de una misma dirección en un medio e interfieren en un

punto P tras propagarse unas distancias z_1 y z_2 respectivamente. Definimos la variable $\tau = t_1 - t_2$. De esta forma podemos expresar la diferencia de caminos ópticos como $l = n(z_1 - z_2) = \tau \cdot c$ donde n es el índice de refracción del medio. Al interferir, se suman las contribuciones de los dos campos eléctricos, de forma que la intensidad en el punto P se describe con la Eq.1.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta) \gamma(l) \quad (1)$$

Donde $\delta = \omega\tau = \omega l/c$ es el desfase entre las dos ondas, I_j ($j=1,2$) es la intensidad de cada onda y $\gamma(l)$ representa el módulo del grado de coherencia temporal del espectro (en adelante, lo llamaremos grado de coherencia o, simplemente, coherencia).

La dependencia con l del grado de coherencia es siempre decreciente. Los datos experimentales de $\gamma(l)$ se suelen ajustar a funciones de tipo exponencial o de tipo gaussiano, dependiendo siempre de la tendencia de los datos. Esta tendencia dependerá de si tenemos perfiles espectrales lorentzianos o gaussianos en los haces que interfieren. Como coherencia y espectro están relacionados mediante la transformada de Fourier, podemos escribir de forma general la dependencia del grado de coherencia según la Eq. 2.

$$\gamma(l) = e^{-|l/l_c|^x} \quad x = \begin{cases} 1 & \text{lorentziano} \\ 2 & \text{gaussiano} \end{cases} \quad (2)$$

Donde l_c es la **longitud de coherencia de la fuente**. Si conocemos la longitud de coherencia podemos calcular la **anchura a media altura** del espectro tanto en frecuencia, como en longitud de onda según la Eq. 3.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\pi l_c} \cdot \begin{cases} 1 & \text{lorentziano} \\ 2\sqrt{\ln 2} & \text{gaussiano} \end{cases} \quad (3)$$

Dónde λ_0 es la longitud de onda central del espectro y l_c es longitud de coherencia correspondiente al vacío.

Vemos que el término interferencial en la Eq. 1 viene modulado por dos parámetros: el desfase δ y el grado de coherencia temporal $\gamma(l)$. Esto significa que si vamos modificando la diferencia de caminos ópticos entre las dos ondas, el término $\cos(\omega\tau)$ producirá una modulación rápida del término $\sqrt{I_1 I_2}$ mientras que $\gamma(l)$ determinará la envolvente de dichas oscilaciones rápidas. Si llamamos v a la velocidad con la que varía la diferencia de caminos ópticos tenemos que el periodo de la modulación rápida es $T = \lambda_0/v$. La secuencia de máximos y mínimos de intensidad que se obtiene al modificar l es lo que conocemos como interferograma. Cuando tenemos que $\tau = 0 \rightarrow l = 0$ se dice que estamos en el orden cero de interferencia. En este punto $\gamma(l) = 1$ por definición, y la intensidad detectada es la máxima posible.

Un detalle importante en todo este desarrollo es la polarización de la luz. Si el estado de polarización de los campos al interferir es diferente, las ondas interfieren parcialmente y el término

$\sqrt{I_1 I_2}$ en la Eq. 10 se ve reducido, por lo tanto mediremos un interferograma con menor contraste. Esto implica un falseo de las medidas, ya que asociaremos un grado de coherencia menor del real.

3.2. Descripción teórica de los filtros de anillo

Con el láser en oscilación libre, es decir, sin ningún filtro incorporado a la cavidad, tenemos una primera estimación de aproximadamente 4000 modos longitudinales oscilando. Esto queda muy lejos de un láser con emisión SLM. Para conseguir reducir la anchura espectral de un láser con cavidad de anillo se ha demostrado en algunos estudios [8] que la incorporación de filtros de anillo a la cavidad del láser es un método efectivo.

Esta clase de filtros se basan en el hecho de que la separación en frecuencias de dos modos longitudinales consecutivos depende únicamente de la longitud efectiva de la cavidad, L_e . Teniendo en cuenta que tenemos una cavidad de anillo de longitud L formada por fibra óptica con índice de propagación n . La separación en frecuencias entre dos modos longitudinales consecutivos viene dada por la Eq. 4.

$$\Delta\nu_l = \frac{c}{nL} \quad (4)$$

De esta forma, los filtros de anillo se construyen como sub-cavidades de anillo de longitud efectiva mucho menor que la cavidad del resonador del láser. Aumentando así la anchura espectral en frecuencia, ya que la anchura efectiva será la correspondiente a la cavidad más pequeña. Al aumentar la anchura en frecuencia conseguimos reducir el número de modos que pueden oscilar, pudiendo obtener emisión SLM.

En los estudios mencionados previamente se proponen filtros de anillos con configuraciones diferentes. Por ejemplo, en la Ref. [11] se utilizan tres sub-cavidades de anillo acopladas entre sí (*Triple-ring passive subring resonator*). Y en el caso de la Ref. [12] se utilizan dos sub-cavidades de anillo acopladas consecutivamente a la cavidad del láser. En este trabajo se diseña un filtro de anillo de una sola sub-cavidad.

En cuanto al diseño del filtro, se fabricó empleando fibra óptica SMF-28, creando la cavidad de anillo con dos acopladores 50/50 en las uniones entrada-filtro y filtro-salida tal como se muestra en la Fig. 1. Como trabajamos con fibra óptica, la incorporación del filtro a la cavidad es muy sencilla ya que simplemente hay que unir mediante conectores la entrada y la salida del filtro. Este tipo de filtro de anillo equivale a un etalon. Cada acoplador 50/50 equivale a un espejo del 50 % de reflexión. Las fibras de unión entre acopladores equivalen al camino recorrido por la luz reflejada desde uno de los espejos del etalon hasta el otro espejo.

Tal como se diseña el filtro, su longitud en fibra es de 2 m. Teniendo esto en cuenta podemos hacer cálculos para ver teóricamente como afecta la incorporación del filtro al número de modos que puede oscilar dentro de la cavidad. Si la cavidad del láser mide aproximadamente 30 m, haciendo uso de la Eq. 4 obtenemos que $\Delta\nu_l(\text{cavidad}) = 6.8 \text{ MHz}$.

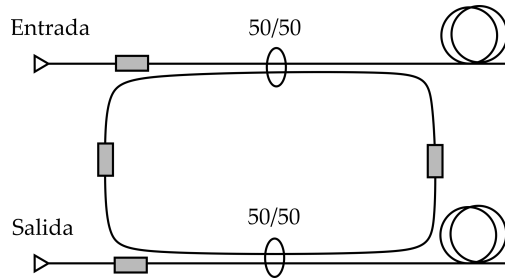


Fig. 1: Diseño del filtro de anillo. Se indican todos los puntos en los que se realizaron soldaduras en color gris.

Por otro lado, $\Delta\nu_l(\text{filtro}) = 102 \text{ MHz}$. Con esto vemos que la incorporación del filtro de anillo implicaría que la separación en frecuencia entre modos aumentaría un factor ~ 15 . Esto se traduce en que el número de modos que puede oscilar en la cavidad se reduce también en este factor.

La anchura de los máximos de transmisión del filtro de anillo depende de los factores de acoplamiento de los dos acopladores empleados. Para nuestro filtro, esta anchura es de unos 25 MHz, aproximadamente, por lo que podría transmitir como máximo 3 modos longitudinales consecutivos de la cavidad en cada uno de sus máximos de transmisión. El filtro de anillo introduce pérdidas internas en la cavidad debido a las pérdidas en los acopladores. Sin embargo, la ganancia proporcionada por la fibra dopada con erbio es suficiente para compensar dichas pérdidas, aunque siempre se producirá un aumento de la potencia de bombeo umbral y una disminución en la eficiencia del láser.

Ahora vamos a estudiar el efecto que tendría el filtro teóricamente en función de lo ancho que sea el espectro del láser. Supongamos que trabajamos con un láser con un espectro de salida ancho respecto a la separación espectral de los modos del filtro (Fig. 2a). El efecto del filtro (2.) en este caso será seleccionar los modos de oscilación que coincidan con su espectro, de manera que estrechemos el espectro del láser (3.). En el caso extremo en el que el espectro de salida del láser es mucho más ancho que la separación entre modos del filtro el efecto de este podría no ser apreciable.

Por otro lado, si tenemos un láser con un espectro mucho más estrecho que la separación espectral del filtro (Fig. 2b), el efecto que puede tener el filtro es la estabilización del espectro del láser en caso de que este presente inestabilidades temporales. Ya que el filtro de anillo reduce el rango espectral en el que pueden moverse los modos de oscilación del láser en este caso. También se puede producir salto de modos, es decir, puede que sólo oscile un modo transversal pero que la emisión vaya cambiando entre diferentes máximos de transmisión del filtro. Esto produce todavía más inestabilidades temporales.

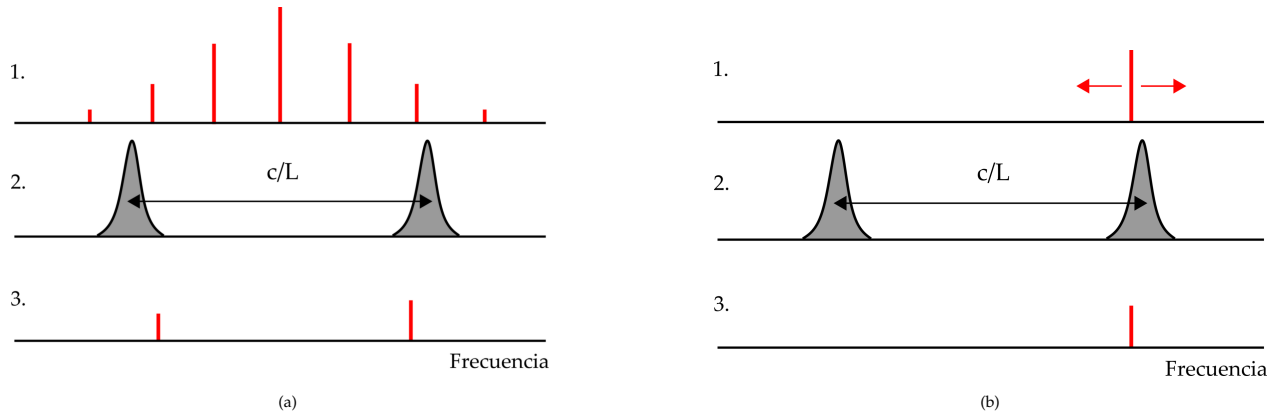


Fig. 2: Comparación gráfica del comportamiento del filtro de anillo (2.) para los dos posibles casos de interés: espectro ancho (a) y espectro estrecho (b). Los espectros láser correspondientes a los casos considerados se indican en (1.), y el efecto del filtro sobre cada espectro se indica en (3.). Las flechas horizontales en (b)-(3.) indican inestabilidades temporales del espectro láser.

4. Montaje experimental

La instalación experimental se puede dividir en dos elementos principales, las fuentes láser y el interferómetro Mach-Zehnder de fibra óptica (Corning, SMF-28). Todas las fuentes láser diseñadas emplean cavidad de anillo incluyendo filtros espectrales y un amplificador de fibra dopada con erbio (*erbium-doped fiber amplifier*, EDFA) como medio activo. Para medir los espectros de emisión de las fuentes láser se empleó un analizador de espectros ópticos (*optical spectrum analyser*, OSA), previamente calibrado con uno de los láseres de anillo cuya longitud de onda quedaba fijada mediante una red de Bragg en fibra óptica (*fiber Bragg grating*, FBG, $\lambda = 1547.828$ nm, $\Delta\lambda = 0.034$ nm). Tanto el interferómetro como el EDFA son de fabricación propia en el laboratorio donde se ha llevado a cabo este Trabajo Fin de Grado.

4.1. Interferómetro de Mach-Zehnder

En la Fig. 3 se presenta un esquema básico del interferómetro. El haz de entrada se divide en dos haces de igual intensidad mediante un divisor de fibra 50/50. Tras propagarse un determinado camino óptico, ambos haces se acoplan a la salida del interferómetro mediante otro acoplador 50/50. Distinguimos las dos ramas del interferómetro entre una con longitud fija y otra cuya longitud podemos modificar: la rama fija y la rama móvil. La posibilidad de variar el camino óptico de la rama móvil es lo que nos permite generar interferogramas.

La modificación de la longitud de la rama móvil se consigue enfrentando dos colimadores GRIN (GRadiante de Índice) entre sí y modificando de forma controlada la separación entre ambos mediante un desplazador motorizado (modelo Z925B de Thorlabs). Con el montaje utilizado, el recorrido total del colimador GRIN móvil es de 25 mm. Este recorrido está calibrado de forma que cuando el motor indica la posición 25 mm ambos colimadores se encuentran lo más cerca posible, mientras que en la posición 0 mm, o HOME es en la que más alejadas están. Aunque existe una

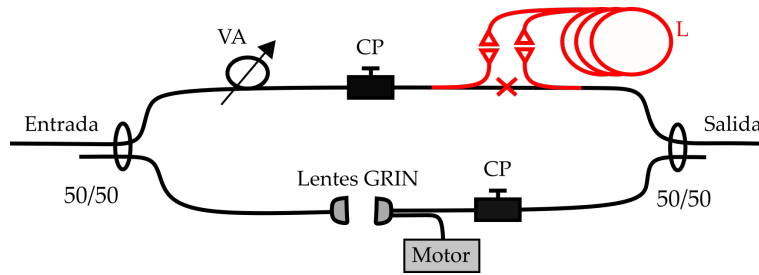


Fig. 3: Esquema del interferómetro Mach-Zehnder. Se indica la modificación que se realizó a este con los componentes de rojo.

distancia de offset entre las lentes en la posición 25 mm del motor, no hace falta tenerla en cuenta siempre que tengamos bien situado el orden cero del interferómetro y sepamos lo que nos hemos desplazado respecto a este.

En el interferómetro también disponemos de dos controladores de polarización (CP, modelo Polarite de General Photonics), uno en cada rama. Para igualar la intensidad de ambos haces de luz hay colocado además un atenuador variable (VA) que facilita controlar la intensidad del haz de luz que viaja por la rama fija para poder igualar así la intensidad en ambas ramas, ya que en principio suponemos que las pérdidas en la rama móvil son mayores. Esto es debido principalmente a las pérdidas que se producen en el sistema de las lentes GRIN.

Al principio del trabajo la rama fija tenía una determinada longitud que establecía el orden cero del interferómetro en 17 mm aproximadamente. Para poder llevar a cabo medidas de la longitud de coherencia en un láser con alta coherencia no basta con un recorrido de 25 mm, por lo que se realizó una modificación al interferómetro: se cortó el trozo de fibra que unía el controlador de polarización con el acoplador de salida para así poder soldar dos conectores. Esto permite cerrar la rama fija con latiguillos de fibra de cualquier longitud L . La modificación al interferómetro se indica con los componentes coloreados en rojo en la Fig. 3.

La modificación realizada acorta la longitud de la rama fija, lo que implica que es necesario añadir un latiguillo de compensación para que el orden cero del interferómetro quede situado nuevamente dentro del rango del motor. Para una valoración inicial de la longitud de dicho latiguillo se empleó un láser pulsado y posteriormente se afinó dicha longitud empleando el método de interferometría espectral con una fuente espectralmente ancha.

4.1.1. Estimación del orden cero del interferómetro con un láser pulsado

Para hacer una primera estimación del orden cero del interferómetro empleamos un método que nos permite medir la diferencia de caminos ópticos entre las dos ramas del interferómetro cuando esta diferencia es relativamente grande. Se empleó un láser pulsado disponible en el laboratorio que emite pulsos de 0.2 ps de duración con un periodo de repetición de 710 ns.

Si introducimos un tren de pulsos en la entrada del interferómetro, a la salida del interferómetro veremos las dos réplicas del pulso en dos tiempos distintos tal como se ilustra en

la Fig. 4. Midiendo el desplazamiento temporal podemos estimar la diferencia de longitudes entre las ramas del interferómetro.

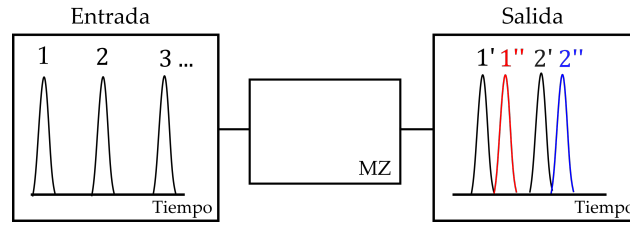


Fig. 4: Esquema del montaje y el comportamiento de los pulsos al atravesar ramas del interferómetro con distinta longitud. Se denotan los pulsos que pasan por la rama móvil como x' , y los de la rama fija como x'' .

Si llamamos x_m y x_f a las longitudes de la rama móvil y de la rama fija, respectivamente, y suponemos que añadimos un latiguillo de fibra de longitud L en la rama fija, el intervalo temporal Δt entre ambas réplicas de los pulsos vendrá dada por la siguiente ecuación:

$$\Delta t = n \frac{(x_f + L) - x_m}{c}$$

Siendo $n = 1.468$ el índice de refracción de la fibra. Midiendo Δt para latiguillos de fibra de diferente longitud podemos determinar $x_m - x_f$ y, por tanto, la longitud del latiguillo de compensación, mediante ajuste a la línea recta:

$$\Delta t \frac{c}{n} = L - (x_m - x_f) \quad (5)$$

El ajuste a recta de los datos se presenta en la Fig. 5.

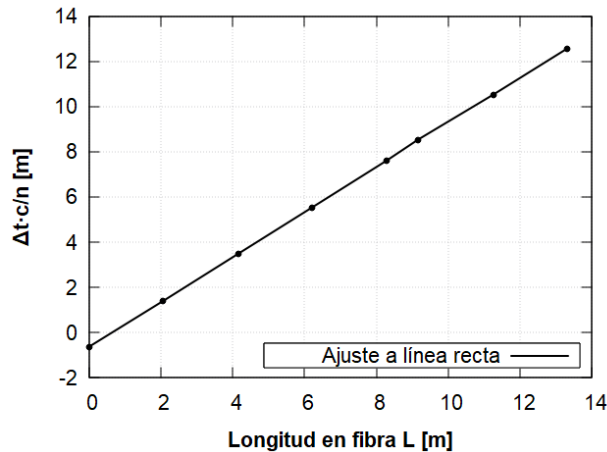


Fig. 5: Ajuste a línea recta de la diferencia de tiempo entre los pulsos a la salida del interferómetro frente a la longitud de fibra L colocada en la rama fija. No se aprecian las incertidumbres en la gráfica porque la desviación estándar de las medidas con las que se calcula es relativamente pequeña, del orden de 0,01 ns.

A partir de la recta de ajuste, obtenemos que el latiguillo de compensación debería medir (63 ± 6) cm. Aunque la pendiente de ajuste es prácticamente 1 (0.993 ± 0.07), como se esperaba, el error

en el término independiente es bastante alto (9 %) debido a que un error de 0.1 ns en Δt equivale a una variación de 2 cm de fibra óptica, aproximadamente. No obstante, este método es muy útil para darnos una idea de donde podemos situar *a priori* el orden cero del interferómetro.

4.1.2. Medida del orden cero del interferómetro mediante interferometría espectral

Se puede hacer una medida mucho más exacta del orden cero del interferómetro mediante el método de interferometría espectral. En este método se introduce una fuente espectralmente ancha en el interferómetro y se analiza la potencia de salida espectralmente con el OSA. Para aplicarlo necesitamos que ambas ramas del interferómetro tengan caminos ópticos cercanos de forma que el orden cero esté dentro del rango de desplazamiento del motor. Para ello se colocó un latiguillo de compensación de 67.2 cm. El método anterior nos indicó un valor de comienzo para la longitud del latiguillo de compensación, pero fueron necesarias varias pruebas hasta acertar con el latiguillo de compensación de la longitud adecuada. Como fuente ancha se empleó la emisión espontánea amplificada emitida por el EDFA, la cual nos proporciona una anchura de unos 30 nm.

Si suponemos que las ramas del interferómetro tienen caminos ópticos l_1 y l_2 , podemos calcular δ entre la luz que llega por cada una de las ramas a la salida del interferómetro como se indica en la Eq. 6.

$$\delta = kl_2 - kl_1 = k(l_2 - l_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(l_2 - l_1) = \frac{2\pi}{\lambda}l \quad (6)$$

siendo l la diferencia de caminos ópticos y λ la longitud de onda en el vacío. Por tanto, obtendremos máximos interferenciales para aquellas longitudes de onda que verifiquen que:

$$\cos(\delta) = 1 \implies \frac{2\pi}{\lambda}l = 2\pi m \implies \boxed{\frac{l}{\lambda_m} = m} \quad (7)$$

y mínimos interferenciales cuando

$$\boxed{\frac{l}{\lambda_m} = m + 1/2} \quad (8)$$

Se pueden aprovechar estas relaciones, ya que si realizamos medidas de interferencia con un espectro ancho tenemos muchos valores diferentes de λ y por lo tanto en diferentes puntos del espectro se va a cumplir la condición de máximo/mínimo, dando así lugar a un espectro ancho con variaciones de potencia periódicas, cuyo periodo depende de la diferencia de caminos ópticos.

Si seleccionamos dos máximos/mínimos alejados entre sí un número i de órdenes y nos fijamos en sus longitudes de onda λ_1 y λ_2 podemos calcular la diferencia de caminos ópticos según la Eq. 9.

$$\frac{l}{\lambda_1} - \frac{l}{\lambda_2} = (m + i) - m \Rightarrow l = \frac{i}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2} \quad (9)$$

Por tanto podemos conocer la diferencia de caminos ópticos entre las ramas del Mach-Zehnder, l , para cada posición del motor de las lentes GRIN. Si representamos la diferencia de caminos ópticos l frente a la posición del motor podemos hacer un ajuste a línea recta de los datos y determinar la posición exacta del orden cero del interferómetro.

En la Fig. 6 se muestran los espectros medidos en diferentes posiciones del motor.

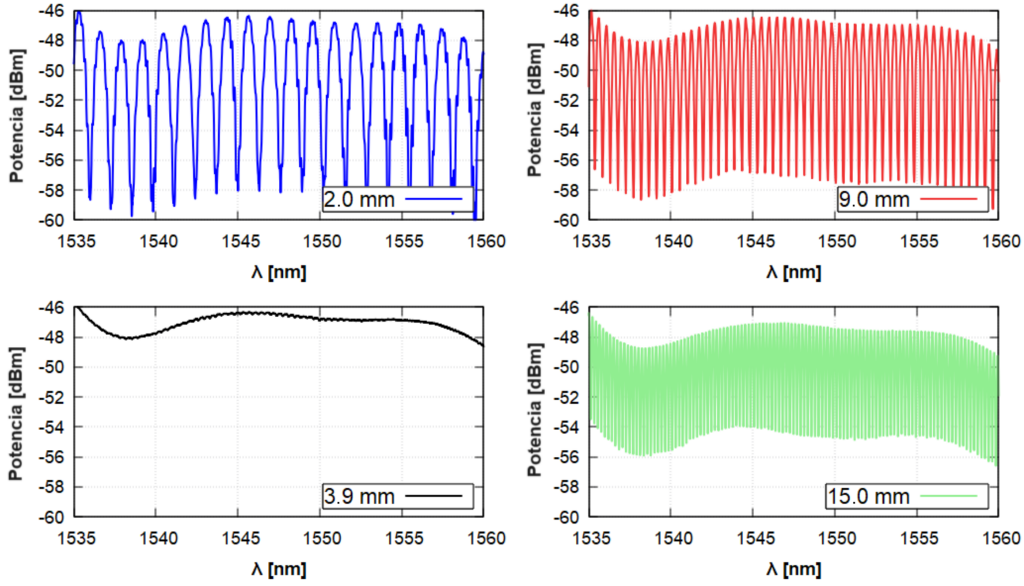


Fig. 6: Medidas del espectro ancho en una zona cercana al orden cero del interferómetro con el latiguillo de 62,7 cm. La posición del motor de las lentes GRIN se indica en la leyenda de cada gráfica.

En la Fig. 6 se puede ver que en 3.9 mm estamos muy cerca del orden cero ya que apenas se aprecia variación de potencia (periodo muy largo). Vemos también como el periodo disminuye conforme nos alejamos de del orden cero en cualquiera de los dos sentidos.

Los datos experimentales correspondientes a estas medidas se encuentran en la tabla A.2 del anexo. En la Fig. 7 se muestra el ajuste a línea recta de estos datos.

De esta forma obtenemos el siguiente resultado para el orden cero (al 95 % de margen de confianza):

$$x_0 = 3.88 \pm 0.01 \text{ mm}$$

Por lo que ya podemos considerar situado el orden cero relativo a la calibración del recorrido del motor para un latiguillo de compensación $L_{compensacion} = 67.2 \text{ cm}$.

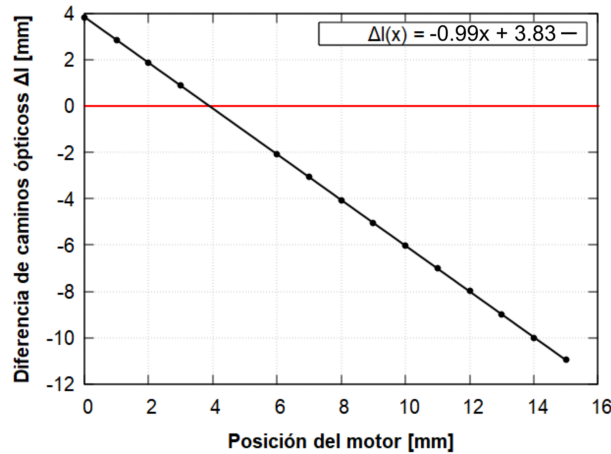


Fig. 7: Ajuste a recta de la diferencia de caminos ópticos Δl entre las ramas del MZ en función de la posición del motor x . Se marca en rojo la línea de $\Delta l = 0$ para apreciar el corte con el eje x .

4.1.3. Calibración de las pérdidas en las lentes GRIN

Para completar la puesta a punto del montaje experimental se alinearon nuevamente las lentes GRIN para minimizar las pérdidas en el recorrido de la luz en aire. Sin embargo, las pérdidas no son constantes a lo largo del recorrido del motor, y por lo tanto la potencia de la rama móvil variará durante las medidas. Podemos tener esto en cuenta calibrando dichas pérdidas.

Para poder calibrar las pérdidas en función de la posición del motor, se midió el voltaje detectado con un fotodiodo para varias posiciones del motor, usando la fluorescencia del EDFA como señal. Las medidas obtenidas se muestran en la Fig. 8.

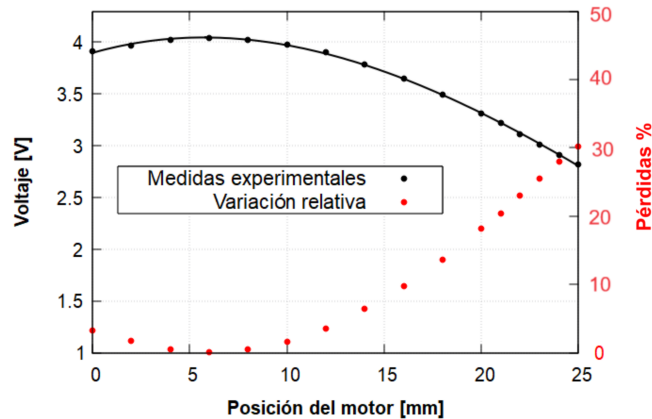


Fig. 8: Pérdidas en las lentes GRIN durante el recorrido del motor junto con ajuste a un polinomio de tercer grado (negro). La variación relativa de las medidas, representada en color rojo, es con respecto a la medida en la posición de pérdidas mínimas.

Se ajustaron los resultados a un polinomio de tercer grado para interpolar la posición de pérdidas mínimas y de voltaje máximo. Se obtiene que este punto es la posición 5.7 mm del motor y que el voltaje es de 4.04 V. Se calcula la variación relativa de todos los puntos experimentales

con respecto a este voltaje, obteniendo así la variación relativa de las pérdidas en función de la posición del motor (Fig. 8). Se aprecia que hasta los 18 mm de recorrido hay una variación relativa inferior al 15 % (0.6 dB). Por lo que consideramos que a partir de los 18 mm perdemos demasiada potencia para realizar correctamente las medidas y habría que aplicar una corrección con la curva de calibración realizada.

4.2. Diseño de las fuentes láser

La principal diferencia en el diseño de las fuentes láser fue el método de selección de longitud de onda. Para diseñar un láser muy estrecho, que tomamos como referencia, se empleó una red de Bragg en fibra. Como lo que buscamos es aumentar la longitud de coherencia de un láser sintonizable se empleó también un filtro sintonizable en longitud de onda, con un espectro mucho más ancho que el de una red de Bragg (sección 4.2.2). Por otro lado, todas las fuentes se diseñaron con cavidad de anillo. En un láser de fibra óptica esto implica que la salida del medio amplificador está directamente conectada a la entrada de esta. En nuestro caso, cuando la potencia sale del medio amplificador la hacemos pasar previamente por los componentes selectores de longitud de onda que correspondan a cada caso. Una vez filtrada la potencia espectralmente y estrechado el espectro, la potencia resultante se lleva a la entrada del medio amplificador empleando un acoplador de fibra 10/90. Lo que conseguimos con este acoplador es que el 10 % de la señal entre de nuevo al amplificador. El 90 % restante es la señal de salida del láser. Esto es equivalente a tener un láser cuyo resonador está formado por un espejo trasero de factor de reflexión $R=1$ y un espejo de salida con factor de reflexión de $R=0.1$.

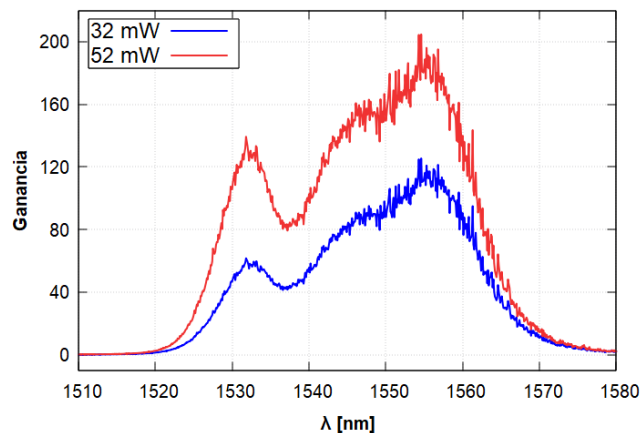


Fig. 9: Ganancia espectral del EDFA para dos valores de la potencia de bombeo. Se midió utilizando el espectro ancho generado por un LED.

La longitud de la cavidad de anillo que se utilizó es de unos 30-35 m, aproximadamente, dependiendo de los filtros intracavidad, y siendo 15 m la longitud de la fibra dopada con erbio (medio activo), la cual nos proporciona la suficiente ganancia para compensar las pérdidas del resto de componentes de la cavidad de anillo. En la Fig. 9 se aprecia el espectro de ganancia del EDFA para dos potencias de bombeo. Además, vemos que la forma del espectro depende de la

potencia de bombeo.

Aunque el espectro de ganancia se extiende desde 1520 nm hasta 1570 nm, la zona de ganancia es desde 1528 nm hasta 1562 nm aproximadamente. Por lo que el rango del espectro son 34 nm.

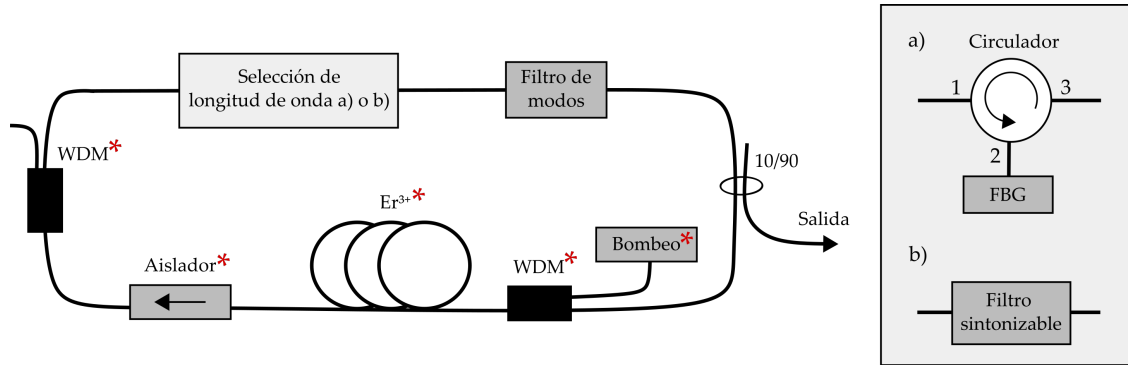


Fig. 10: Esquema del montaje final del láser que incluye todos los elementos que se pueden incorporar a este. Todos los componentes marcados con el símbolo * constituyen el EDFA.

Para poder seleccionar la longitud de onda de la fuente láser se emplean métodos que aumentan las pérdidas dentro de la cavidad dependiendo del modo de oscilación (o la longitud de onda). De esta forma podemos conseguir que los modos que nos interesa conservar se sigan propagando dentro de la cavidad, mientras que para el resto de modos la ganancia no compensa las pérdidas y ya no alcanzan las condición de oscilación. En nuestro caso empleamos una red de Bragg y un filtro sintonizable.

Red de Bragg: Utilizamos redes de Bragg en fibra para conseguir seleccionar la longitud de onda. Estas redes se consiguen modificando de manera periódica el índice de refracción en el núcleo de la fibra, generando de manera efectiva un espejo que refleja una longitud de onda concreta. La longitud de onda central reflejada depende del periodo de la red y la anchura del espectro reflejado depende del número de periodos. En nuestro caso empleamos una red de Bragg con un espectro de reflexión con anchura a media altura $\Delta\lambda = 0.034$ nm y centrado en $\lambda_0 = 1547.828$ nm.

Filtro sintonizable: Para poder conseguir un láser sintonizable empleamos un filtro óptico pasa banda con una anchura a media altura de 1.5 nm que nos permite seleccionar la longitud de onda central entre 1530 nm y 1560 nm aproximadamente. Es decir, tenemos un rango de sintonía de 30 nm. Este filtro se basa en una estructura multicapa dieléctrica, de manera que al girar el filtro se modifica el camino óptico y la longitud de onda de transmisión máxima.

Hay una distinción en el diseño al colocar el filtro sintonizable o la red de Bragg. En caso del filtro este opera por transmisión, por lo que se coloca directamente dentro de la cavidad de anillo. La FBG opera por reflexión, por lo que para incorporarla a la cavidad hace falta un circulator óptico.

En la Fig. 10 se muestra el esquema del diseño las fuentes láser.

5. Metodología

Para realizar medidas de la longitud de coherencia de las distintas fuentes lo que hacemos es medir el grado de coherencia para distintos valores de la diferencia entre caminos ópticos, l , en las ramas del interferómetro.

Sabemos que el grado de coherencia decrece a un ritmo marcado por la longitud de coherencia, tal como se indica en la Eq. 2. Por lo tanto, sustituyendo los valores experimentales de γ medidos para diferentes l en dicha ecuación podemos obtener una estimación de l_c .

En fuentes para las que el grado de coherencia decae muy rápidamente ($l \sim 2.5 \text{ cm}$) podemos obtener interferogramas que nos proporcionan información suficiente para obtener l_c midiendo solamente en el rango de l que nos proporciona el rango del motor, es decir, 25 mm. Esto se cumple siempre y cuando en la rama fija este incorporado el latiguillo de compensación, sobre el cual se ha discutido en la sección 4.1.

Sin embargo, para fuentes con mayor longitud de coherencia (todas las fuentes láser y algunas no-láser) esto no es suficiente. Lo que hacemos en estos casos es incorporar latiguillos de fibra de diferente longitud L a la rama fija una vez hecha la modificación al interferómetro, que se describe en la sección 4.1. Por lo tanto nos alejamos una distancia $l = L - L_{\text{compensacion}}$ del orden cero.

Una vez fijado L , accionamos el motor para poder obtener el interferograma correspondiente a l , que nos permite determinar γ para este valor concreto de l . A diferencia del caso de las fuentes con poca coherencia, en las que podemos medir el interferograma completo, lo que obtenemos son solamente partes del interferograma. Suponemos siempre que la variación de caminos ópticos debida al movimiento del motor es siempre mucho menor que l en estos casos, por lo que la podemos despreciar. Teniendo esto en cuenta, el procedimiento para determinar γ en el caso de ambas fuentes es muy similar. Emplearemos un montaje como el que se indica en la Fig. 11.

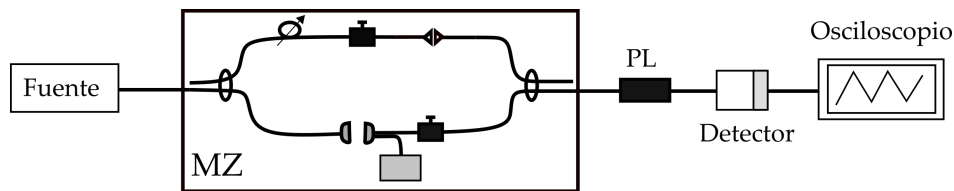


Fig. 11: Esquema básico del sistema de detección empleado para realizar las medidas.

A la salida del interferómetro disponemos de un detector de fotodiodo con sensibilidad variable, que en función de la intensidad de luz que le llega proporciona un valor de voltaje medible por el osciloscopio. Si la potencia del láser es muy alta, el fotodiodo se satura. Para solucionar esto se atenúa la potencia a la entrada del Mach-Zender.

En primer lugar conectamos a la entrada del interferómetro la señal de salida de la fuente que queremos estudiar. Estudiaremos tanto fuentes láser diseñadas como se indica en el apartado 4.2, como no-láser. En el caso de las fuentes no-láser lo que hacemos es simplemente conectar el EDFA al filtro sintonizable/red de Bragg sin cerrar la cavidad del láser. La señal resultante es la

que conectamos al interferómetro. Estas fuentes presentarán la longitud de coherencia propia del elemento de selección de longitud de onda. Tras establecer la señal de entrada y la diferencia de caminos ópticos según el tipo de fuente seguimos los siguientes pasos:

1. **Igualamos el estado de la polarización de la luz en ambas ramas del interferómetro.** Para ello disponemos de un controlador de polarización en cada rama, como se indica en la sección 4.1., y también de un polarizador lineal a la salida del interferograma como se indica en la Fig. 11.

El polarizador lineal presenta una polarización fija, mientras que los controladores de polarización de las ramas nos permiten variar el estado de polarización de la luz manualmente de forma sencilla. Si dejamos que solo pase luz por una de las ramas podemos modificar el estado de polarización en dicha rama empleando el controlador hasta detectar el máximo voltaje posible en el osciloscopio. Esto nos indica que la polarización en la rama es muy parecida a la del polarizador lineal. Haciendo esto en ambas ramas podemos conseguir que la luz tenga estados de polarización prácticamente iguales, aunque no conozcamos nada acerca de estos estados.

2. Una vez igualada la polarización en ambas ramas, medimos el **voltaje que detecta el osciloscopio para la rama móvil y para la rama fija**: V_1 y V_2 respectivamente. Si estos valores son muy diferentes se puede corregir la diferencia empleando el atenuador de la rama fija (siempre que V_2 sea mayor que V_1), ya que para las medidas de interferencia interesa que la potencia en ambas ramas sea lo más parecida posible. También medimos el voltaje de fondo V_f para la escala de voltaje del osciloscopio en la que hemos realizado estas medidas, así como V_f en la escala en la que mediremos los interferogramas.
3. Accionamos el motor para poder medir los máximos y mínimos de interferencia que determinan el **interferograma**. Una vez tenemos el interferograma medimos los valores máximo y mínimo de voltaje detectados. De manera que podemos aplicar el siguiente desarrollo para obtener γ :

Podemos expresar el voltaje que se medirá en osciloscopio de forma análoga a la intensidad (Eq. 1), tal como se indica en la siguiente ecuación:

$$V = V_1 + V_2 + 2\sqrt{V_1 V_2} \cos(\delta) \gamma(l) \quad (10)$$

Por lo tanto, los máximos y mínimos de voltaje se corresponderán con:

$$\begin{aligned} V_{max} &= V_1 + V_2 + 2\sqrt{V_1 V_2} \gamma(l) \\ V_{min} &= V_1 + V_2 - 2\sqrt{V_1 V_2} \gamma(l) \end{aligned} \quad (11)$$

Por lo que el contraste C resulta:

$$C = \frac{V_{max} - V_{min}}{V_{max} + V_{min}} \quad (12)$$

Substituyendo V_{max} y V_{min} tenemos:

$$C = \frac{2\sqrt{V_1 V_2}}{V_1 + V_2} \gamma(l)$$

El caso de que $V_1 = V_2$ podemos calcular $\gamma(l)$ directamente si medimos los valores máximo y mínimo de voltaje detectado ya que entonces $C = \gamma$. En caso de que $V_1 \neq V_2$ tenemos que aplicar un factor de corrección f de los voltajes (Eq. 13).

$$f = \frac{V_1 + V_2}{2\sqrt{V_1 V_2}} \quad (13)$$

Teniendo todo esto en cuenta, podemos determinar el grado de coherencia espacial a partir de la Eq. 14.

$$\boxed{\gamma(l) = C \cdot f} \quad (14)$$

A continuación estudiamos la incertidumbre que pueden tener las medidas de $\gamma(l)$. Teniendo en cuenta que las variables que propagan error son tanto C como f , podemos expresar la incertidumbre de $\gamma(l)$ en función de las incertidumbres de dichas variables. Es interesante poder evaluar directamente la contribución al error de la diferencia entre V_1 y V_2 , ya que son variables que se miden directamente en el laboratorio. Para ello expresamos f en función de una nueva variable calculada como el cociente $V_1/V_2 = \alpha$. De forma que nos queda:

$$f(\alpha) = \frac{\sqrt{\alpha} + \frac{1}{\sqrt{\alpha}}}{2}$$

Teniendo esto en cuenta, podemos expresar ahora la incertidumbre de $\gamma(l)$ como se muestra a continuación:

$$\Delta\gamma^2 = \left(\frac{\partial\gamma}{\partial C}\right)^2 \Delta C^2 + \left(\frac{\partial\gamma}{\partial\alpha}\right)^2 \Delta\alpha^2$$

Si queremos evaluar el error relativo ε_γ , desarrollamos el cociente $\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)^2$ teniendo en cuenta las derivadas parciales, obteniendo así la Eq. 15.

$$\varepsilon_\gamma^2 = \varepsilon_C^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{1-\alpha}{1+\alpha}\right)^2 \cdot \varepsilon_\alpha^2 \quad (15)$$

Fijándonos en la Eq. 15, vemos que la contribución del error de α desaparece cuando $\alpha = 1$, como era de esperar. En el peor caso, en el que V_1 tiene un valor suficientemente diferente a V_2 tenemos que $\alpha \rightarrow 0$, entonces la contribución del error de α se ve reducida en un factor $\frac{1}{2}$. Por lo tanto, la contribución de ε_α siempre se ve reducida.

De esta forma obtenemos la dependencia de γ con l para las diferentes fuentes láser, pudiendo así estimar l_c en cada caso. Para poder probar el método y caracterizar tanto la red de Bragg como el filtro sintonizable según sus longitudes de coherencia se realizan medidas de este tipo previas sobre las fuentes no-láser. Hacemos también medidas de estas fuentes incorporando el filtro de anillo para tener una primera idea del efecto que puede tener el filtro realmente.

Desplazando el motor a velocidad constante se obtiene una variación temporal de la intensidad a la salida del interferómetro de Mach-Zehnder en forma de coseno con un periodo dado por el cociente entre la longitud de onda dividida por la velocidad del motor (para una velocidad de 0.5 mm/s, este periodo es de 3.1 ms, aproximadamente) tal como es esperado. La amplitud de estas oscilaciones depende de la coherencia del espectro del láser y se esperaba poder medir con este método la longitud de coherencia para varias fuentes láser, incluyendo el filtro de anillo y así estudiar los láseres sintonizables que podíamos conseguir. Para ello es necesario medir el contraste en las oscilaciones de la intensidad conforme aumentamos la diferencia de caminos ópticos entre ambos brazos añadiendo latiguillos de fibra cada vez más largos (37 m, 105 m, 210 m, 852 m y 7.6 km) en el brazo fijo del interferómetro. Sin embargo, conforme aumentamos la diferencia de caminos ópticos entre ambos brazos añadiendo latiguillos de fibra más largos, observamos claramente que este comportamiento no se mantiene y aparecen en los interferogramas fluctuaciones, batidos y cambios en el periodo de las oscilaciones sin ningún patrón definido, con un comportamiento aparentemente aleatorio. Mientras la longitud de los latiguillos es corta, de algunos metros, no se observa este comportamiento. Cuando se emplean longitudes mayores (37 m, por ejemplo) apenas se aprecia, aunque ya empieza a notarse. Con los latiguillos de más de 100 m, el efecto se hace cada vez más notable, complicando la medida correcta del contraste. Y con los latiguillos más largos se hace imposible la medida. En general, esto supone un grave problema de medida, ya que nos impide medir el contraste de forma fiable y compromete el correcto desarrollo de este Trabajo Fin de Grado. Como ejemplo, en la Fig. 12, se muestran interferogramas para el láser de anillo empleando como elemento selector la red de Bragg en fibra óptica (FBG) incluyendo latiguillos de 37 m (interferograma estable) y de 7.6 km (interferograma inestable). Queda patente la diferencia y el problema con el que nos encontramos.

Otro ejemplo más claro todavía se ilustra en la Fig. 13. Se trata de un ejemplo de interferograma para el láser de anillo en oscilación libre (sin elemento selector de longitud de onda) cuando el latiguillo que colocamos en el interferómetro es de 105 m. Como la longitud de coherencia de esta fuente es de unos pocos centímetros, deberíamos medir contraste nulo, es decir, deberíamos detectar un voltaje constante en el tiempo. Sin embargo, aparecen unas oscilaciones que, sin un análisis más profundo, inducen de forma engañosa a considerar que disponemos de coherencia (0.3, aproximadamente) y que la longitud de coherencia es del orden del centenar de metros.

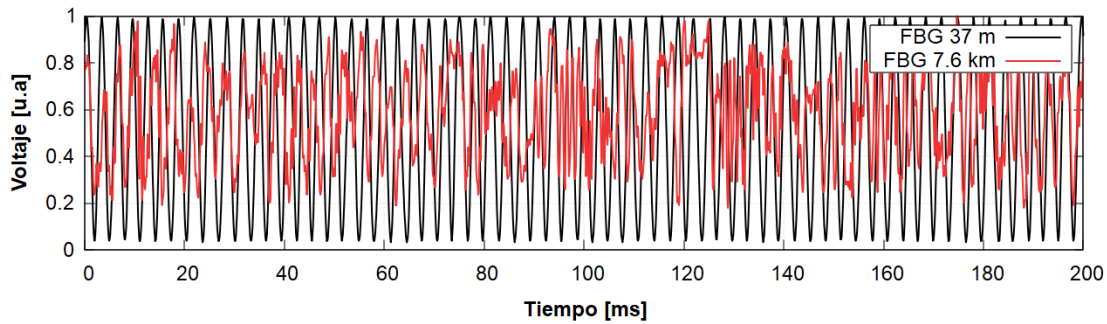


Fig. 12: Capturas del osciloscopio en las que se aprecian tramos del interferograma estable (37 m) e inestable (7.6 km). En ambos casos se han normalizado los valores medidos del voltaje.

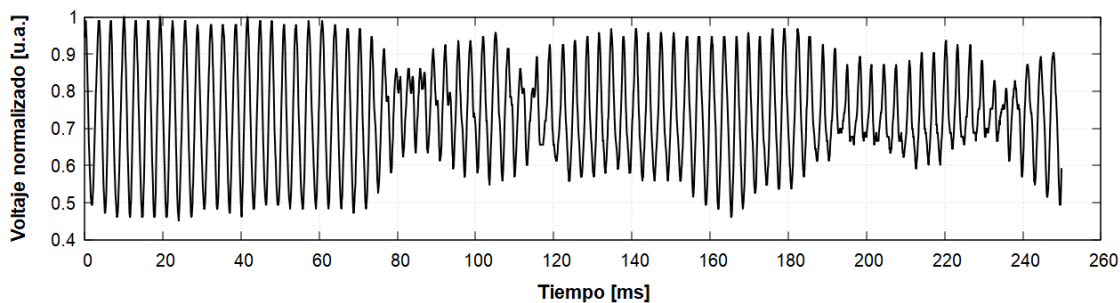


Fig. 13: Captura del osciloscopio medida con el láser en oscilación libre y un latiguillo de 105 m.

El motivo por el que aparecen estas fluctuaciones en los interferogramas es la **inestabilidad temporal del espectro del láser**. Cuando se trabaja con un único modo longitudinal, simplemente con que se permita que su frecuencia pueda cambiar a la frecuencia de otro modo longitudinal adyacente (salto de modo) el espectro del láser cambia con el tiempo y, además, el salto de modo se produce de forma aleatoria (por ejemplo, por cambios en la temperatura del elemento selector de frecuencia [12]). Por otra parte, el tiempo que emplea la luz en recorrer cada rama del interferómetro es diferente ($5\mu\text{/km}$), por lo que, si la diferencia de caminos ópticos es suficientemente alta, los espectros que interfieren al acoplar las ramas del interferómetro pueden ser muy diferentes debido a dichas inestabilidades temporales. Esta variación temporal del espectro no se considera en la teoría habitual de los interferómetros, en la que siempre se asume que el espectro es estable. El filtro de anillo nos ayuda a suavizar este problema, aunque no termina de resolverlo. Por ejemplo, si seleccionamos frecuencia en el láser con el filtro sintonizable, cuya anchura espectral es mucho mayor que la anchura espectral del láser, el espectro del láser puede saltar a un número de modos longitudinales bastante alto. Pero si añadimos el filtro de anillo dividimos por un factor 15 el número de modos longitudinales que caben en el espectro del filtro sintonizable. Por tanto, los interferogramas se vuelven más estables y nos permite medir con una mayor diferencia de longitud entre ambas ramas del interferómetro, aunque no es garantía de que mejore la longitud de coherencia del láser. Aunque no solucionamos el problema de la estabilidad, nos centramos en solucionar el problema de medida que genera. En un principio se intentó solucionar este problema filtrando la respuesta del fotodiodo. Se ensayaron filtros electrónicos

pasa-alta y paso-banda (300 Hz y 600 Hz para velocidades de barrido del motor de 0.5 mm/s y de 1 mm/s, respectivamente). En ningún caso se consiguió resolver el problema. Por tanto, se procedió a desarrollar un método de validación de las capturas del interferograma. Así, desde el ordenador se controlaba el motor, se capturaba la respuesta del fotodiodo durante intervalos de 250 ms (80 periodos de oscilación, aproximadamente) y se decidía de forma numérica si la captura contenía algún fragmento que pudiera considerarse válido, es decir, que su variación de amplitud siguiese correctamente la variación temporal en forma de coseno con la frecuencia debida al movimiento de motor (300 Hz, aproximadamente). El proceso se repetía hasta obtener un número suficiente de medidas que permitiese considerar que la medida del contraste era repetitiva y no presentaba variaciones sospechosas. Teniendo en cuenta que cada captura contiene 2500 puntos (intervalos de 0.1 ms) y que, para una velocidad del motor de 0.5 mm/s, un periodo de oscilación abarca entre 31 y 32 puntos para las posibles longitudes de onda de las fuentes empleadas, el algoritmo de validación se basa en el siguiente procedimiento: a cada punto se le asocia un valor de coherencia (local) a partir de los voltajes máximo y mínimo a lo largo de un periodo de oscilación (33 puntos), para cada punto se calcula la desviación standard relativa de los valores de coherencia calculada con los valores de 10 periodos (330 puntos), si esta desviación es menor del 1 %, la medida de coherencia para ese punto se considera válida. La captura se considera válida siempre que haya al menos un punto cuya medida de coherencia sea válida. De cada captura válida sólo se guardan los valores válidos, desechando los demás. Hay capturas que sólo proporcionan un fragmento válido, otras capturas proporcionan varios y otras capturas no proporcionan ningún fragmento válido. Para cada fragmento se asigna como valor de coherencia el promedio de los valores de coherencia obtenidos para cada uno de los puntos del fragmento. Posteriormente, sólo se consideran las medidas que corresponden a fragmentos de captura más largos de 1 periodo (33 puntos consecutivos). Conforme aumenta la longitud del latiguillo que se añade en la rama fija del interferómetro, los fragmentos válidos son más cortos. No obstante, con longitudes de 852 m todavía se consiguen fragmentos de más de 15 ó 20 periodos, dependiendo de la fuente empleada. Pero añadiendo un rollo de fibra de 7.6 km, no se ha conseguido ni un solo punto válido con ninguna de las fuentes empleadas, por lo que este método tiene una validez limitada siempre que no se pueda añadir estabilidad temporal al espectro de emisión de la fuente láser.

6. Resultados experimentales

6.1. Medidas con fuentes no-láser

Primero hacemos medidas con las fuentes no-láser. Para ello incorporamos o bien el filtro sintonizable o la FBG en la cavidad del láser abierta. Esto nos permite tanto comprobar que el método funciona como caracterizar el filtro sintonizable y la FGB en anchura espectral y longitud de coherencia. También incorporamos el filtro de anillo para ver su efecto en este tipo de fuentes. En la Fig. 14 se muestran los espectros de las fuentes sin el filtro de anillo medidas con el OSA.

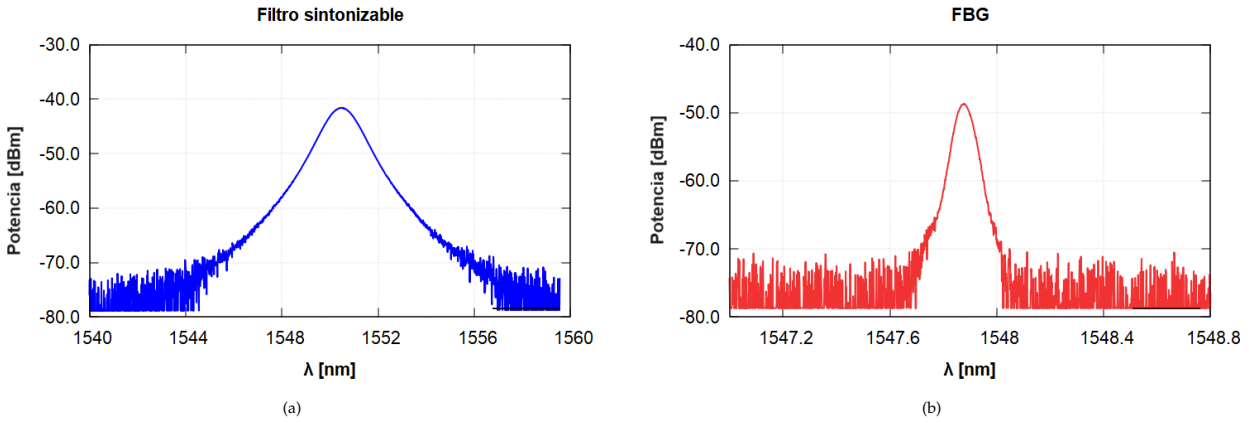


Fig. 14: Espectros de fuentes no-láser con filtro sintonizable (a) y con FBG (b).

Vemos que la FBG presenta un espectro claramente más estrecho que el filtro sintonizable. En la Fig. 15 se muestran los interferogramas obtenidos con el latiguillo de compensación colocado en la rama fija. Por tanto la diferencia de caminos ópticos en este caso no es en fibra sino en aire. Tratando los datos en ambos casos como correspondientes a un perfil gaussiano obtenemos los resultados que se muestran en la Tabla 1 mediante las Eqs. 2-3.

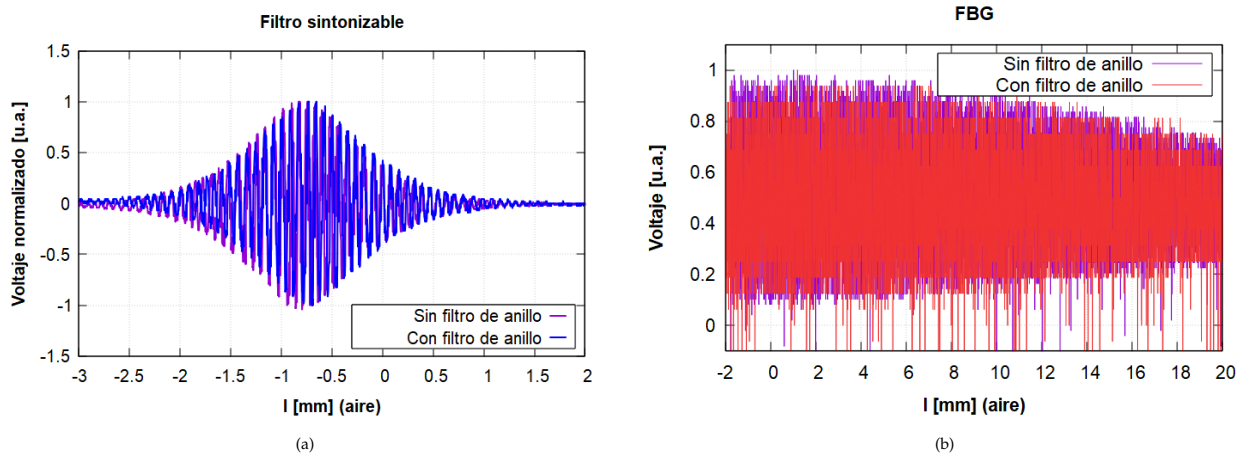


Fig. 15: Interferogramas de las fuentes no-láser con filtro sintonizable (a) y con FBG (b).

Vemos en la Tabla 1 que la anchura a media altura con la FBG coincide con el límite de resolución del OSA.

Fuente		l_c^{min} [mm]	$\Delta\lambda^{max}$ [nm]	$\Delta\nu^{max}$ [GHz]
FBG	sin filtro	33	0.04	4.8
	con filtro	25	0.05	6.4
Filtro sintonizable	sin filtro	0.7	1.7	216
	con filtro	0.6	2.0	255

Tabla 1: Resultados de la longitud de coherencia en el vacío y la anchura espectral a media altura de las fuentes no-láser con y sin filtro de anillo.

6.2. Medidas con láser

En primer lugar estudiamos el láser en oscilación libre. Haciendo medidas de interferencia en esta configuración obtenemos el interferograma que se muestra en la Fig. 16.

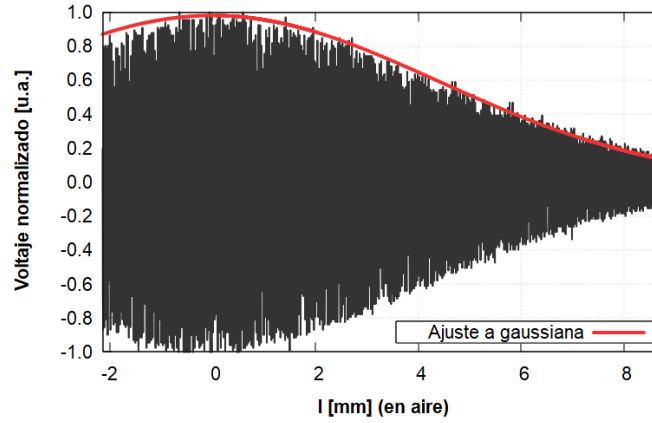


Fig. 16: Interferograma medido para el láser en oscilación libre colocando el latiguillo de compensación en la rama fija del MZ.

La longitud de coherencia en el vacío y la anchura a media altura tanto en longitud de onda como en frecuencia en este caso son:

$$\boxed{l_c^{libre} = 6.2 \text{ mm}} \quad \boxed{\Delta\lambda^{libre} = 0.21 \text{ nm}} \quad \boxed{\Delta\nu^{libre} = 25.6 \text{ GHz}}$$

Comparando con los resultados de la tabla 1 vemos que el láser en oscilación libre tiene mayor longitud de coherencia que el filtro sintonizable, pero menos que la FBG.

Para conseguir mejorar la longitud de coherencia se diseñaron las fuentes láser empleando el EDFA y, o bien el filtro sintonizable o la FBG. Además, se colocó el filtro de anillo en todas las fuentes para poder comprobar su efecto. Se utilizó para todas las fuentes una potencia de bombeo en torno a los 40 mW. Para hacer medidas con el filtro sintonizable medimos en tres longitudes de onda centrales: 1531.12 nm, 1547.8 nm y 1563.9 nm. Identificaremos estas fuentes en el texto como "Sintonizable 31/48/64" para simplificarlo. Los espectros correspondientes a todas las fuentes medidos con el OSA se muestran en la Fig. 17.

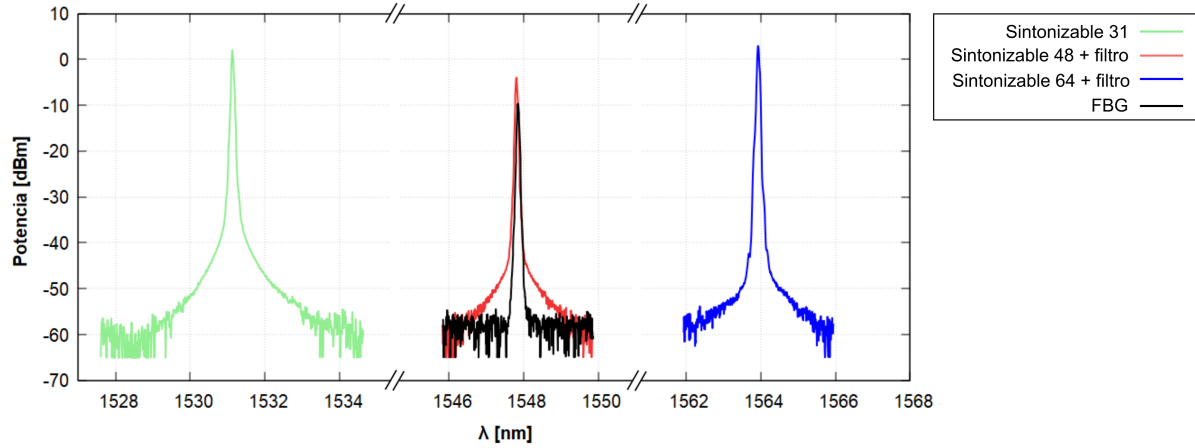


Fig. 17: Espectros de algunas de las fuentes láser utilizadas medidos con el OSA. "+ filtro" hace alusión a la incorporación del filtro de anillo. Las medidas están hechas con una resolución de 0.06 nm (la mejor posible que ofrece el OSA), por lo que no se pueden apreciar realmente las diferentes anchuras a media altura de los espectros.

En la Fig. 18 se muestran las rectas características de las distintas fuentes. En la Tabla A.3 del anexo se muestran los valores de la eficiencia y la potencia umbral para cada láser obtenidos mediante el ajuste a recta de los datos experimentales.

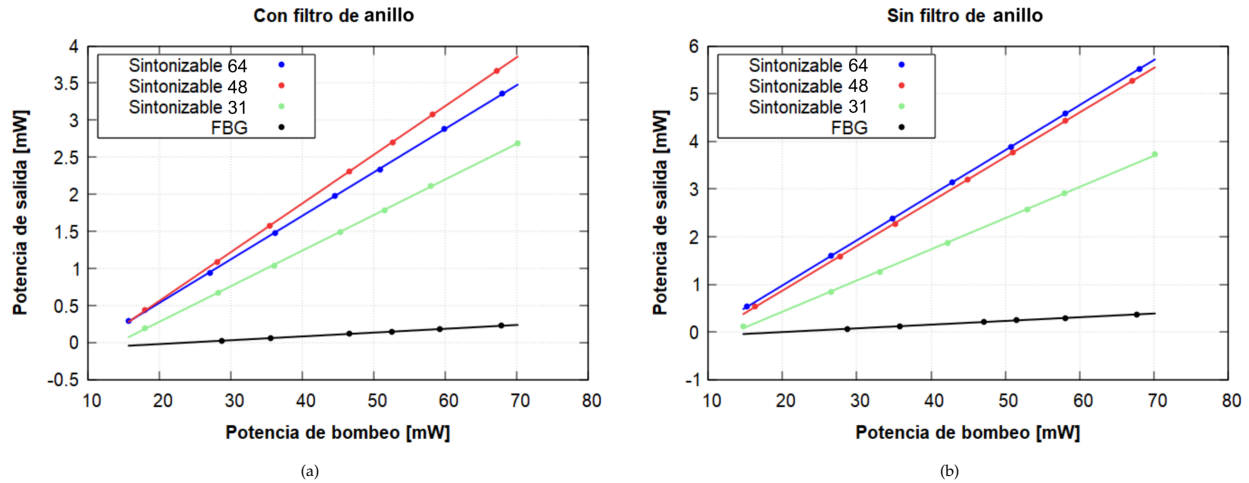


Fig. 18: Rectas características de las distintas fuentes láser con filtro de anillo (a) y sin filtro de anillo (b).

Vemos que la eficiencia para los láseres en los que se incorpora la FBG es mucho más baja, y su potencia umbral mucho más alta que para los tres láseres diseñados con el filtro sintonizable. Además, en todos los casos introducir el filtro de anillo implica una menor eficiencia y mayor potencia umbral. Esto se debe a que la FBG presenta mayores pérdidas por inyección, además de que hace falta introducir un circulador a la cavidad que también introduce pérdidas de inserción. En consecuencia, el láser diseñado con FBG es peor si consideramos únicamente eficiencia y potencia umbral. El mismo razonamiento se aplica en el caso de las fuentes con filtro de anillo, ya que su incorporación aumenta las pérdidas internas de la cavidad debido a los acopladores.

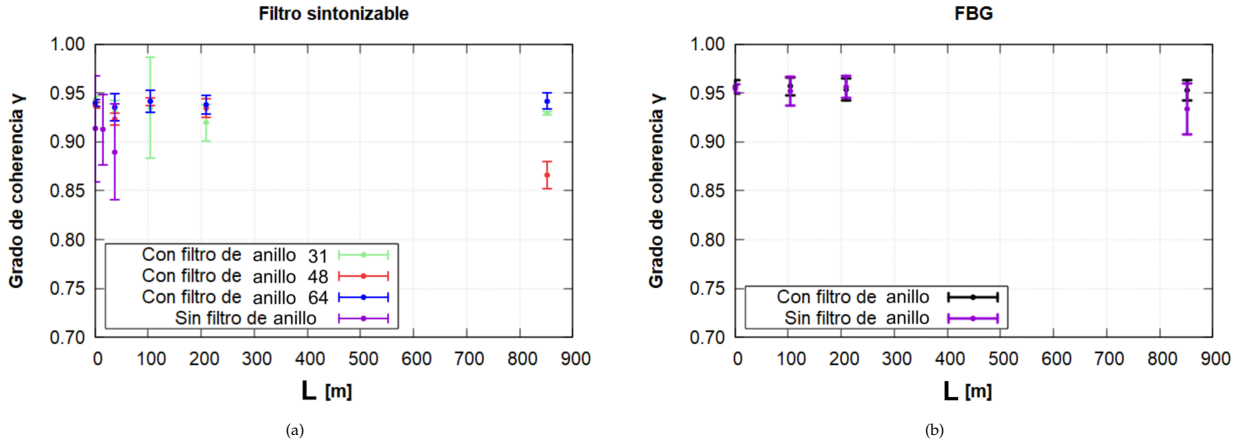


Fig. 19: Dependencias del grado de coherencia medidas para las fuentes láser con filtro sintonizable (a) y con FBG (b).

Llevando a cabo el método descrito en la sección 5 se midió el grado de coherencia colocando rollos de fibra SMF28 de las siguientes longitudes L : 16 m, 37 m, 105 m (2) y 852 m. Como la longitud de los rollos de fibra es muchísimo mayor que el recorrido del motor aceptaremos la aproximación $l \simeq L$. Teniendo esto en cuenta, obtenemos los resultados que se muestran en la Fig. 19.

Utilizamos la Eq. 2 para calcular la longitud de coherencia conociendo l y $\gamma(l)$. A partir de l_c calculamos la anchura espectral usando la Eq. 3.

Como en las medidas experimentales la coherencia en el orden cero es diferente de 1, bien por error estadístico o por errores sistemáticos, lo que haremos será utilizar la Eq. 2 para calcular una cota mínima de la longitud de coherencia. Para ello calculamos el valor de l_c empleando el mayor valor de L que se ha utilizado en cada caso y el correspondiente valor del grado de coherencia $\gamma(L)$.

De esta forma obtenemos los resultados que se muestran en la Tabla 2.

		l_c^{min} [km]		$\Delta\lambda^{max}$ [fm]		$\Delta\nu^{max}$ [kHz]	
Fuente		Gauss.	Lorentz.	Gauss.	Lorentz.	Gauss.	Lorentz.
FBG	sin filtro	4.8	18	0.27	0.042	33	5.2
	con filtro	5.7	26	0.22	0.030	28	3.7
Filtro sintonizable	sin filtro 48	0.16	0.47	8.00	1.6	1000	205
	con filtro 48	3.3	8.7	0.39	0.008	48	11
	con filtro 31	4.6	17	0.27	0.044	34	5.6
	con filtro 64	5.1	21	0.25	0.037	31	4.6

Tabla 2: Resultados de la longitud de coherencia en el vacío y la anchura a media altura de los espectros para los distintos láseres diseñados (en frecuencia y en longitud de onda). La segunda columna "filtro" hace referencia al filtro de anillo.

7. Conclusiones

A partir de los resultados recogidos en la Tabla 2 se pueden establecer las siguientes conclusiones:

Cualquiera de los filtros selectores de longitud de onda mejora en seis órdenes de magnitud la longitud de coherencia del láser en oscilación libre, ya que, estos filtros eliminan una gran cantidad de modos longitudinales. Si tenemos en cuenta que la separación en frecuencia entre dos modos longitudinales consecutivos es de 6 MHz y que las anchuras espectrales conseguidas son inferiores a 1 MHz, la inclusión de filtros espectrales consigue que el láser emita en un único modo longitudinal. El único caso en el que la emisión parece contener varios modos longitudinales es el del filtro sintonizable sin filtro de anillo. Si no se incluye el filtro de anillo, se consiguen anchuras mucho más estrechas con la red de Bragg que con el filtro sintonizable. Al incluir el filtro de anillo, apenas se aprecia mejoría trabajando con la red de Bragg, pero sí se consigue estrechar el espectro obtenido con el filtro sintonizable. De hecho, manteniendo la ventaja de que el láser es sintonizable en un rango de 30 nm, se llegan a obtener anchuras comparables a las obtenidas con la red de Bragg. La inclusión del filtro de anillo añade estabilidad a la emisión láser ya que limita la amplitud de la variación en frecuencia del modo longitudinal y, sobre todo, reduce el efecto del salto de modos. Asumiendo un espectro de perfil lorentziano [5], las anchuras espectrales son de tan sólo algunos kHz. Estas anchuras son comparables a las recogidas en publicaciones recientes [6-9], aunque podrían ser mejoradas en un orden de magnitud.

Como proyección futura de este trabajo se debería trabajar principalmente en mejorar la estabilidad de la emisión láser. Una primera línea de actuación consistiría en intentar mantener estables las frecuencias del filtro de anillo manteniendo estable su temperatura [12]. Otra posibilidad consistiría en reducir la anchura espectral del filtro de anillo modificando los factores de acoplo de los acopladores que lo forman. Una tercera posibilidad consistiría en incluir en la cavidad dos filtros de anillo de diferente longitud para aprovechar el efecto Vernier [7]. Con la estabilidad mejorada y aprovechando que la emisión es monomodo longitudinal, se podría abordar la posibilidad de disminuir su anchura espectral modificando parámetros del láser: factor de acoplo, potencia de bombeo y longitud de la cavidad [5].

A nivel personal, quedo muy satisfecha con la realización de este trabajo ya que me ha resultado muy interesante por el tema a tratar y considero que me ha ayudado a afianzar conocimientos tanto teóricos como experimentales sobre óptica física. Pero sobretodo me ha ayudado mucho a desenvolverme en el laboratorio. Por último me gustaría agradecer al director de este trabajo, Sebastián Jarabo Lallana, por toda la ayuda que he recibido de su parte.

Bibliografía

- [1] S. Diaz, D. Leandro y M. Lopez-Amo. "Stable Multiwavelength Erbium Fiber Ring Laser With Optical Feedback for Remote Sensing". En: *J. Lightwave Technol.* 33.12 (jun. de 2015), págs. 2439-2444.
- [2] M. Li et al. "Researching pointing error effect on laser linewidth tolerance in space coherent optical communication systems". En: *Opt. Express* 30.4 (feb. de 2022), págs. 5769-5787.
- [3] W. Ying et al. "Narrow Linewidth External Cavity Laser Capable of High Repetition Frequency Tuning for FMCW LiDAR". En: *IEEE Photonics Technology Letters* 34.21 (ago. de 2022), págs. 1123-1126.
- [4] Y. Zhou et al. "Effects of a variable linewidth laser and variable linewidth shape laser on coherent FMCW LiDAR". En: *Opt. Continuum* 2.5 (mayo de 2023), págs. 1122-1136.
- [5] William T. Silfvast. *Laser Fundamentals*. 2.^a ed. Cambridge University Press, 2004.
- [6] W. Da et al. "Widely Wavelength-Swept Single-Longitudinal-Mode Fiber Laser With Ultra-Narrow Linewidth in C+L-Band". En: *IEEE Photonics Journal* 14 (ago. de 2022), pág. 7134810.
- [7] Mingquan Gao et al. "Tunable and Switchable Dual-Wavelength SLM Narrow-Linewidth Fiber Laser with a PMFBG-FP Filter Cascaded by Multi-Ring Cavity". En: *Photonics* 9.10 (oct. de 2022), pág. 756.
- [8] Siqiao Li et al. "S-band single longitudinal mode erbium-doped fiber laser with narrow linewidth based on passive multiple-subring resonator". En: *Optical Engineering* 60.5 (mayo de 2021), pág. 056109.
- [9] Ziqi Li et al. "Ultra-narrow linewidth single-longitudinal-mode fiber laser using Nested Fiber Ring and saturable absorber". En: *Optical Fiber Technology* 85 (jul. de 2024), pág. 103784.
- [10] Wenrui Zhou et al. "Ultra-narrow linewidth and a low-noise cascading Brillouin random fiber laser with a dual pump". En: *Opt. Lett.* 48.20 (oct. de 2023), págs. 5415-5418.
- [11] Zhengkang Wang et al. "Single-longitudinal-mode fiber laser with an ultra-narrow linewidth and extremely high stability obtained by utilizing a triple-ring passive subring resonator". En: *Optics Laser Technology* 130 (oct. de 2020), pág. 106329.
- [12] Dongdong Wang et al. "Study of a multi-ring cavity based single-frequency fiber laser and associated thermal effects". En: *Optical Fiber Technology* 60 (dic. de 2020), pág. 102376.

8. Anexos

Orden cero con pulsos

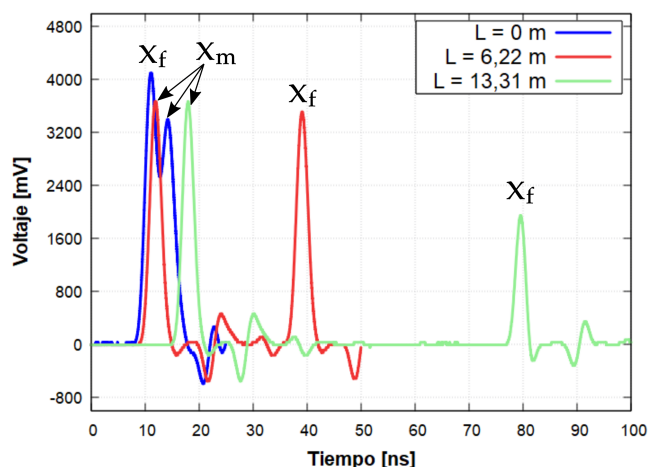


Fig. 1: Trazas medida para varios casos experimentales en los que se colocan varios latiguillos que suman longitudes L . Se indica a que rama corresponde cada réplica del pulso: x_m rama móvil y x_f fija. Vemos que el caso $L=0$ m es el único en el que el pulso x_m llega al detector después que el x_f .

Núm. Medida	L (m), x	Δt (ns)	Δl , y (m)	Δl_{aj} (m)	Error
0	0	-3,076	-0,628	-0,632	0,6 %
1	2,059	6,818	1,392	1,413	1,5 %
2	4,154	17,07	3,486	3,495	0,2 %
3	6,218	27,132	5,541	5,545	0,1 %
4	8,283	37,248	7,607	7,597	-0,1 %
7	9,154	41,78	8,532	8,462	-0,8 %
6	11,249	51,516	10,520	10,543	0,2 %
5	13,308	61,512	12,562	12,589	0,2 %

Tabla A.1: Las variables Δl se han calculado multiplicando Δt por c y dividiendo entre el índice de refracción de la fibra $n=1,468$. El error en la variable L se da por la precisión del instrumento de medida y es $\pm 0,005$ m.

Las variables Δt y Δl no incluyen error porque este era despreciable, y en el error del resultado final solamente se toma en cuenta el error del ajuste a recta.

Orden cero con interferometría espectral

En la medida del orden cero por el método del espectro ancho los datos que se emplean para hacer el ajuste a recta se obtienen a partir de los valores de la tabla A.2.

Posición motor [mm]	λ_1 [nm]	λ_2 [nm]	nº periodos	Δl [mm]
0	1536,36	1560,77	39	3,831146
1	1543,54	1560,44	20	2,850416
2	1537,01	1559,13	17	1,841717
3	1536,99	1558,85	8	0,87683
6	1536,28	1560,39	21	-2,087977
7	1536,69	1560,87	31	-3,075094
8	1536,33	1560,53	41	-4,061862
9	1536,36	1560,64	51	-5,036365
10	1537,49	1560,57	58	-6,029589
11	1541,3	1555,64	42	-7,022576
12	1541,29	1555,69	48	-7,992565
13	1541,12	1556,85	59	-8,999254
14	1541,15	1551,92	45	-9,993349
15	1541,08	1551,77	49	-10,96152

Tabla A.2: Datos medidos para la estimación del orden cero mediante el método del espectro ancho.

Calibración lentes GRIN

Se hace un ajuste por mínimos cuadrados a un polinomio de tercer grado de los datos experimentales, se muestra en la Fig. 2 el resultado del ajuste.

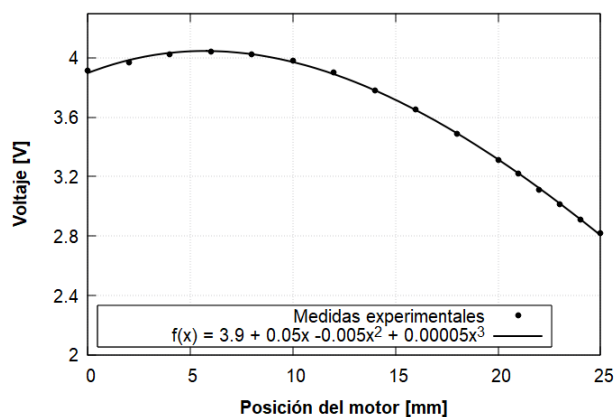


Fig. 2: Ajuste a polinomio de grado 3. $f(x) = a + bx + cx^2 + dx^3$.

Parámetros de las rectas características de las fuentes láser

Fuente		Eficiencia η_s	P_{th} (mW)	λ_0 (nm)
FBG	sin filtro	0,8 %	20,2	1547,9
	con filtro	0,5 %	23,8	
Filtro sintonizable	sin filtro 60	9,5 %	9,7	1563,9
	con filtro 60	5,9 %	10,9	
	sin filtro 30	6,5 %	13,5	1531,1
	con filtro 30	4,8 %	14,1	
	sin filtro 47	9,3 %	10,7	1547,8
	con filtro 47	6,6 %	11,4	

Tabla A.3: *Parámetros de las rectas características para varias fuentes láser diseñadas.*