



***Facultad
de
Ciencias***

**Estudio experimental de peines de
frecuencia óptica generados por láseres de
semiconductor**

**(Experimental study of optical frequency
combs generated by semiconductor lasers)**

**Trabajo de Fin de Grado
para acceder al**

GRADO EN FÍSICA

Autora: María Yurrita Méndez

Directora: Ana Quirce Teja

Septiembre - 2021

Agradecimientos

En primer lugar, quisiera dar las gracias a mi directora en este trabajo Ana Quirce Teja por toda la paciencia que ha tenido conmigo, los consejos que me ha brindado y por su entera disposición para ayudarme siempre, pero sobre todo por todo el apoyo que me ha dado a lo largo de estos meses.

También quiero dar las gracias a mi familia, a toda ella. Empezando por mi madre que es la persona más fuerte que conozco y que siempre ha luchado para que a mí no me faltara de nada, que cree en mí incondicionalmente y que siempre está ahí para mí. También a mi padre, que me ayuda a afrontar los problemas con perspectiva, que siempre está disponible para mí y que es capaz de hacerme reír con cualquier cosa. A mi abuela Esperanza por ser la persona que más se preocupa por mí en este mundo y que más me cuida, y a mi abuela Ernestina porque siempre que la veo me saca una sonrisa. A mi hermana porque siempre saca tiempo para ayudarme con cualquier cosa y porque me encanta pasar tiempo con ella, a su marido por tener tanta paciencia con ambas y al miembro más reciente de nuestra familia, mi sobrina Elsa que nació más o menos cuando empecé este trabajo y para la que espero ser un modelo a seguir algún día. No me quiero olvidar tampoco de todos mis tíos y primos, que me han apoyado siempre. Para terminar, quiero dar las gracias de una manera especial a mi abuelo Luís y a mi abuelo Pepe, mi mejor amigo en este mundo, ya que me hubiera encantado que hubiesen podido verme llegar hasta aquí. Ellos dos demostraron estar muy orgullosos de mí, espero que supieran que yo siempre lo he estado y lo estaré de ellos y que han sido mis mayores ejemplos en la vida. Os quiero mucho a todos.

Finalmente, quiero dar las gracias a todos mis compañeros a lo largo de estos cuatro años. De todos ellos he aprendido algo, quizás las cosas más importantes. Pero en especial, quiero dar las gracias a los fantásticos amigos que aquí he hecho, por todos los buenos momentos que hemos vivido, por el apoyo que me han dado en los momentos más difíciles, por ayudarme cuando más lo necesitaba, por no dejarme rendirme nunca y en general por estar ahí para mí. Para mí sois familia, no lo habría conseguido sin vosotros.

Resumen

En este trabajo se ha realizado un estudio experimental de la dinámica no lineal encontrada al trabajar con láseres de semiconductor; en concreto, se ha estudiado la generación de peines de frecuencia óptica. Para ello, se han utilizado dos técnicas distintas, la de encendido por ganancia y la de inyección óptica.

En la primera parte del trabajo se ha realizado una breve introducción teórica de los conceptos más importantes, con la descripción del equipamiento experimental utilizado. Tras esto, se encuentra una parte dedicada a la caracterización del láser de semiconductor de emisión lateral utilizado, cuyo objetivo es conocer las propiedades de éste operando en onda continua. Posteriormente y para dicho láser, se analiza el estudio de los peines de frecuencia obtenidos con la técnica de encendido por ganancia, en función de la frecuencia y la amplitud de modulación para dos corrientes de bias distintas. Finalmente, se ha analizado la técnica de inyección óptica para la generación de peines de frecuencia. Se ha inyectado una única frecuencia u otro peine de frecuencias provenientes de un láser maestro en el láser de emisión lateral (láser esclavo). Los resultados se han estudiado mediante la realización de mapas de dinámica no lineal.

Palabras clave: Láser de Semiconductor, Peine de Frecuencia Óptica, Dinámica No Lineal, Encendido por Ganancia, Inyección Óptica.

Abstract

In this dissertation, we have carried out an experimental study of the non-linear dynamics that are found in semiconductor lasers; specifically, the generation of optical frequency combs. To do this, two different techniques have been used, gain switching and optical injection.

In the first part of the work, a brief theoretical introduction of the most important concepts has been made, including with the description of the measurement equipment used. After this, we have characterized the edge emitting semiconductor laser operating in a continuous wave regime, in order to know its properties. Subsequently, we have studied the generation of optical frequency combs under gain switching for two different bias currents. Finally, optical frequency combs generated by optical injection of a single frequency or another optical frequency comb from a master laser in an edge-emitting semiconductor laser (slave laser) have been analyzed. The results have been studied using non-linear dynamics maps.

Key word: Semiconductor Laser, Optical Frequency Comb, Non-Linear Dynamics, Gain Switching, Optical Injection.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Láseres de semiconductor	2
1.1.1. Láser de emisión vertical - VCSEL	3
1.1.2. Láser de emisión lateral - DML	4
1.2. Peine de frecuencia óptica	5
1.2.1. Encendido por ganancia	6
1.2.2. Inyección óptica	7
1.2.3. Aplicaciones de los peines de frecuencia óptica	8
2. Equipamiento de medida	10
3. Caracterización del láser DML en solitario	13
3.1. Curvas Luz-Corriente	14
3.2. Espectros Ópticos	16
4. Generación de peines de frecuencia ópticos en un DML encendido por ganancia	20
5. Inyección óptica	27
5.1. Inyección óptica de un láser sintonizable en un <i>DML</i> , ambos en corriente continua	28
5.2. Inyección de un peine de frecuencias óptico en el <i>DML</i> operando en onda continua	33
6. Conclusiones	43
Bibliografía	45

Capítulo 1

Introducción

Un láser es una fuente óptica cuyo funcionamiento se basa en la amplificación de la luz mediante emisión estimulada de radiación. Entre las características que diferencian a los láseres de otros fotoemisores destacan la emisión de haces altamente direccionales, la elevada pureza espectral o las grandes intensidades de radiación. Estas y otras propiedades hacen que los láseres tengan aplicaciones muy dispares en campos como la industria, la medicina o las telecomunicaciones. En el campo de las comunicaciones ópticas, adquiere gran relevancia el láser de semiconductor gracias a algunas de sus propiedades tales como: su capacidad de modulación de la potencia óptica emitida mediante la modulación directa de la corriente aplicada al mismo, sus frecuencias de modulación elevadas (varios GHz), su elevada eficiencia, bajo coste y tamaño reducido. [1]

Los láseres de semiconductor se caracterizan por tener una emisión estable operando en onda continua; sin embargo, la adición de un grado extra de libertad, como una corriente de modulación o la inyección óptica proveniente de otro láser, conduce a inestabilidades. El estudio de estas inestabilidades o dinámica no lineal tiene un gran interés, no sólo desde un punto de vista fundamental sino también desde un punto de vista de las aplicaciones y en especial de las comunicaciones ópticas. [2] Consecuencia de la dinámica no lineal encontrada en los láseres de semiconductor cuando estos son sometidos a una modulación de corriente o bien a la inyección externa de luz, es la aparición de peines de frecuencia óptica.

Los peines de frecuencia óptica consisten en una serie de líneas de emisión bien definidas, perfectamente equiespaciadas y altamente coherentes entre sí. Estas características les hacen especialmente relevantes en aplicaciones tan diversas como la espectroscopía de alta precisión, las comunicaciones ópticas, o el sensado óptico entre otras. [3,4]

El **objetivo** de este trabajo es estudiar experimentalmente la dinámica no lineal haciendo especial énfasis en la generación de peines de frecuencia en un láser de emisión lateral y modo discreto (*DML*) y en un láser monomodo de cavidad vertical (*VCSEL*) mediante dos técnicas diferentes: el encendido por ganancia y la inyección óptica.

En este capítulo se incluye una breve introducción teórica de los conceptos tratados a lo largo del trabajo. Así, a continuación se explicarán los aspectos más relevantes de los láseres de semiconductor (tanto de emisión lateral como de emisión vertical), de los peines de frecuencia óptica y de las técnicas de encendido por ganancia y de inyección

óptica. Finalmente, para entender la utilidad del estudio que se realiza en este trabajo, se citarán algunas de las aplicaciones más importantes de los peines de frecuencia óptica.

1.1. Láseres de semiconductor

Un láser es un oscilador óptico formado por un medio activo, un resonador óptico y un medio de bombeo. El medio activo en un láser es el material responsable de la emisión de luz. El caso más sencillo de un láser de semiconductor es el correspondiente a un diodo láser Fabry-Perot donde el medio activo se intercala entre una unión p-n y el resonador óptico lo conforman dos espejos planos, paralelos entre sí y con alta reflectividad. La amplificación de la señal se basa en el proceso de emisión estimulada. En la emisión estimulada los fotones incidentes en un material inducen recombinaciones entre los electrones y los huecos de la banda de conducción y de la banda de valencia, respectivamente; dando lugar a nuevos fotones con la misma dirección de propagación, fase y polarización que la radiación óptica que indujo el proceso. De esta forma, cuando se produce la emisión estimulada comienza la acción láser. Para que esto ocurra tiene que producirse una inversión de población, es decir, una cantidad suficiente de electrones en estados excitados de energía de forma que la región activa del láser adquiera ganancia óptica. Esta inversión de población solo se consigue utilizando fuentes de bombeo, es decir, aportaciones de energía externa, de manera que se evita que los electrones se relajen a un estado de equilibrio térmico. Las fuentes de bombeo dependen del tipo de láser, algunos ejemplos comunes son la aplicación de corriente eléctrica, la iluminación mediante otra fuente luminosa o una reacción química.

Los espejos del resonador proporcionan la realimentación necesaria para la amplificación de la luz. Los fotones generados en el medio activo viajan a lo largo de la cavidad láser reflejándose en los espejos, de tal manera que se amplifican en cada viaje de ida y vuelta por la cavidad. Sin embargo, el medio es capaz de amplificar sólo determinadas frecuencias. Las condiciones necesarias para que tenga lugar la oscilación láser y que por tanto determinan las frecuencias de oscilación posible son dos: la primera la ganancia del medio. La ganancia del medio representa la amplificación del medio activo en función de la frecuencia y esta debe ser suficiente para superar las pérdidas de la radiación que escapa a través de los espejos del láser y las pérdidas del propio medio. A la ganancia mínima necesaria para que exista amplificación se le denomina ganancia umbral. La segunda, las condiciones de contorno impuestas por la cavidad.

Si se considera una cavidad Fabry-Perot, la ecuación para el campo es una onda estacionaria cuyo campo se anula en los espejos. Por tanto sólo aquellas frecuencias que crean nodos en ambos espejos serán permitidas por el resonador. A estas frecuencias se les conoce como modos longitudinales del láser. [1,3,5]

De esta forma, satisfacen este requisito un número infinito pero discreto de frecuencias, cuya separación, que recibe el nombre de rango espectral libre *FSR* (por sus siglas en inglés), viene dada por la siguiente ecuación:

$$FSR(\text{Hz}) = \frac{c_0}{2n_g L} \quad (1.1)$$

Donde c_o es la velocidad de la luz en el vacío, n_g el índice de refracción de grupo del medio y L la longitud de la cavidad. [1,6]

Tal y como se observa en la Ec. 1.1, en la cavidad de un láser sólo son posibles ciertas frecuencias (modos) separadas una distancia determinada por el rango espectral libre. De éstas, sólo las que experimentan una amplificación suficiente como para superar las pérdidas del medio conseguirán oscilar. En la Figura 1.1 se corresponde con aquellas frecuencias que aparecen en la región naranja. Esta mínima amplificación se define como umbral de acción láser. Debido a las aplicaciones de los láseres de semiconductor, es conveniente que estos emitan en un único modo longitudinal (monomodo), pues esto permite obtener un espectro de emisión más estrecho. En la Ec. 1.1 se observa con claridad que es posible variar la separación de los modos longitudinales (o el rango espectral libre), simplemente cambiando la longitud de la cavidad. [7]

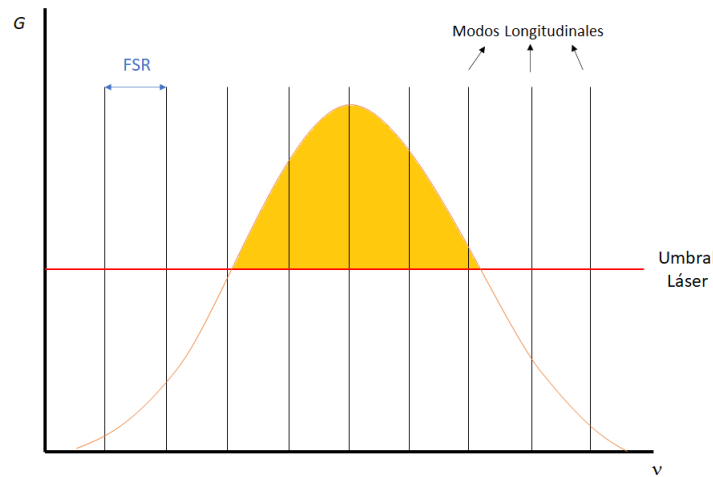


Figura 1.1: Curva de ganancia de un láser. [7]

Dependiendo de la geometría de la emisión de la luz con respecto a la de la cavidad, los láseres de semiconductor se clasifican mayoritariamente en láseres de emisión lateral o láseres de emisión vertical.

1.1.1. Láser de emisión vertical - VCSEL

Los láseres de emisión vertical, también conocidos como *VCSELs*, tienen los espejos ubicados en planos paralelos a la zona activa, de forma que la cavidad es vertical. De esta manera, la emisión se produce en la dirección perpendicular a la zona activa.

Debido a que la longitud de la cavidad de los *VCSELs* en la dirección vertical es del orden de 1-2 micras, la separación entre modos longitudinales (o FSR) es mayor que el ancho de banda óptico del espectro de ganancia, de manera que sólo un modo longitudinal es capaz de solapar con el espectro de ganancia. Es por eso que los *VCSELs* funcionan en un sólo modo longitudinal (monomodo) y en uno o varios modos transversales (multimodo). El pequeño tamaño de la cavidad también afecta a la ganancia óptica, la cuál en estos dispositivos es muy reducida. Esto implica que los espejos, formados por capas

alternadas de distintos materiales semiconductores con diferentes índices de refracción situados a ambos lados de la cavidad, deben tener un elevado coeficiente de reflexión (más del 99 %) para ser capaces de compensar las pérdidas. La potencia de la luz emitida por los *VCSELs* es en general baja, del orden de unos pocos mW, aunque también lo es su corriente umbral y su consumo de energía. [1,8,9]

El espectro característico de emisión de un *VCSEL* monomodo como el empleado en este trabajo se muestra en la Figura 1.2 (b). Se puede observar la existencia de dos picos correspondientes a las dos polarizaciones del modo transversal. Estos picos están linealmente polarizados y son ortogonales entre sí, siendo la separación entre ambos de 30 GHz.

Sin embargo se considera que el *VCSEL* emite fundamentalmente en la polarización dominante (normalmente denominada paralela) dado que la ortogonal está suprimida en más de 40 dB ¹.

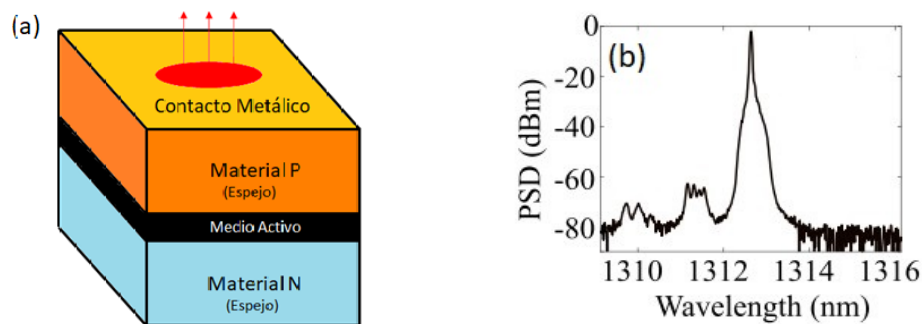


Figura 1.2: (a) Esquema de un *VCSEL* [9]. (b) Espectro óptico característico de un *VCSEL* monomodo. Imagen extraída de [9].

1.1.2. Láser de emisión lateral - DML

Los láseres de emisión lateral se caracterizan porque su emisión se produce paralela al plano de la zona activa, como puede observarse en la Figura 1.3.

El láser de emisión lateral puede emitir en varios modos longitudinales ya que posee una cavidad lo suficientemente larga (centenares de micras), que además permite mantener la ganancia óptica sin incluir espejos de alta reflectividad. Sin embargo, normalmente sólo emiten en un modo transversal. Además emiten luz linealmente polarizada. [5]

En este trabajo se emplea un tipo especial de láser de emisión lateral denominado *DML* o láser de modo discreto. En el láser *DML*, se logra operar con un único modo longitudinal introduciendo varias perturbaciones del índice de refracción en pequeñas secciones de la cavidad láser. Estas perturbaciones manipulan las pérdidas de la cavidad realzando el modo de interés y suprimiendo el resto [9]. El espectro característico del *DML* empleado en este trabajo operando a 30 mA y 25 °C puede verse en la Figura 3.4 donde puede apreciarse la presencia de varios modos longitudinales altamente suprimidos en comparación con el modo de emisión principal.

¹El dB se usa para expresar la relación entre dos niveles de potencia: $dB = 10 \cdot \log(P1/P2)$.

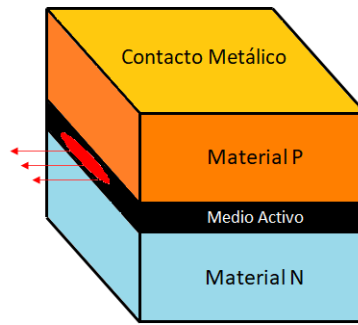


Figura 1.3: Esquema de un diodo láser de emisión lateral [9].

1.2. Peine de frecuencia óptica

Un peine de frecuencias óptico es un espectro óptico que consiste en una serie de líneas, picos o componentes espectrales discretas, equiespaciadas y con una relación de fase bien definida, es decir, que son coherentes entre sí y generadas por un único dispositivo o subsistema. De esta forma, un peine de frecuencias ideal es una sucesión de impulsos periódicos en el dominio del tiempo que corresponde a un tren regular de impulsos en el dominio de la frecuencia (a través de la Transformada de Fourier). Cuando se tiene una sucesión de picos infinitamente estrechos separados un tiempo T , en el espectro óptico se obtendrá otra sucesión de picos infinitamente estrechos pero separados un valor en frecuencia $1/T$.

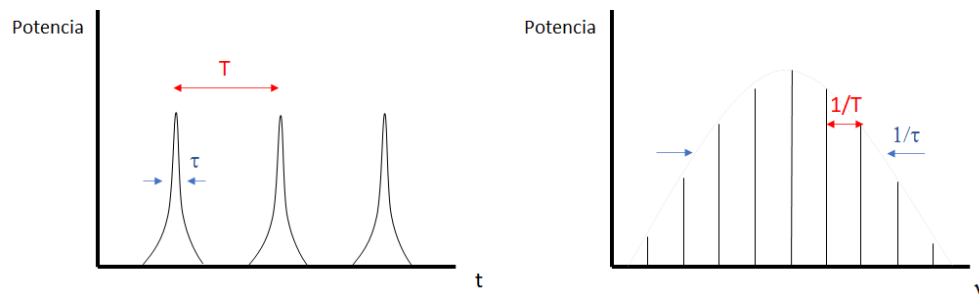


Figura 1.4: Tren de pulsos ópticos y su correspondiente peine de frecuencias ópticas. [9]

Sin embargo, en la práctica no existen pulsos infinitamente estrechos, sino que estos tendrán un cierto ancho. El ancho temporal del pulso será por tanto, inversamente proporcional al ancho de banda óptico del peine, de este modo, cuanto más estrecho sea el pulso, más ancho será el espectro óptico del peine, tal y como se observa en la Figura 1.4 [3,4,9]. El ancho de banda óptico suele definirse a 3 dB, 10 dB o 20 dB medidos desde el pico dominante del peine, dependiendo de su aplicación.

Hay varias formas de generar peines de frecuencia óptica. En este trabajo se estudian dos de ellas: el encendido por ganancia y la inyección óptica. Dos parámetros que determinan la calidad de un peine de frecuencias óptico de cara a su implementación práctica, son el número de líneas y su planitud, es decir, la distribución de potencia entre las líneas del peine. Cuantas más líneas y mas homogénea sea la distribución de potencia de las mismas, mejor será el peine. Aquí se analizarán los peines obtenidos en función del número de líneas.

1.2.1. Encendido por ganancia

La técnica de encendido por ganancia sirve para producir peines de frecuencia óptica.

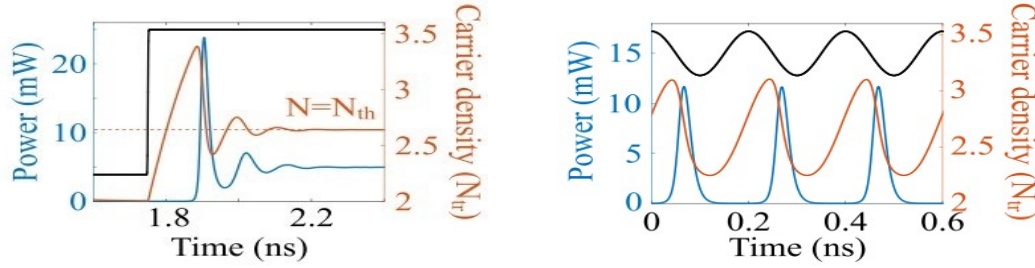


Figura 1.5: A la izquierda se representa la corriente aplicada al láser (en negro), la densidad de portadores de carga (naranja) y la densidad de fotones (azul) durante el proceso de encendido. A la derecha se representa la corriente (negro), la densidad de portadores de carga (naranja) y la densidad de fotones (azul) cuando se realiza la técnica de encendido por ganancia. Imágenes extraídas de [9].

Para entender el encendido por ganancia, primero es necesario analizar el proceso de encendido de un láser cuando se aplica un escalón de corriente continua al mismo. La Figura 1.5 (a) ilustra esta situación. En negro se representa la corriente aplicada al láser, en naranja la densidad de portadores y en azul la densidad de fotones. Una vez que la corriente inyectada alcanza la corriente umbral, la densidad de portadores comienza a crecer. Cuando la densidad de portadores alcanza su nivel umbral N_{th} (línea discontinua en la Figura 1.5 (a)), comienzan a producirse emisiones estimuladas, de tal manera que la densidad de fotones aumenta rápidamente originando la disminución brusca de portadores y la emisión de un pulso de luz. Sin embargo, como la corriente aplicada está por encima del umbral, la densidad de portadores aumenta de nuevo, repitiéndose el proceso y dando lugar a un comportamiento oscilatorio tanto de los portadores como de los fotones hasta que ambos alcanzan el equilibrio. Las densidades de portadores y fotones presentan por tanto, una respuesta transitoria con oscilaciones amortiguadas antes de alcanzar un estado estable con emisión continua de luz. Estas oscilaciones son conocidas como oscilaciones de relajación.

La técnica de encendido por ganancia, consiste en generar pulsos ópticos estrechos modulando la densidad de portadores por encima y por debajo del umbral tal y como se muestra en la Figura 1.5 (b) en color naranja. Para ello se aplican al láser dos corrientes superpuestas: una corriente de bias constante y una señal de radiofrecuencia con un perfil sinusoidal:

$$I(t) = I_{Bias} + \frac{2\sqrt{2}V_{RF}}{Z_o + Z_\rho} \text{sen}(2\pi f_m t) \quad (1.2)$$

Donde I_{Bias} es la corriente continua aplicada al láser, Z_o es la impedancia de salida del generador, Z_ρ es la impedancia del módulo láser ($Z_\rho, Z_o = 50 \Omega$), V_{RF} es el valor de la amplitud del generador de señal y f_m es la frecuencia de modulación. $I(t)$ puede observarse en color negro en la Figura 1.5 (b) [3,4,10].

Controlando la amplitud V_{RF} y la frecuencia de la señal de RF (f_m), se consigue excitar sólo el primer pico de las oscilaciones de relajación. Al repetir este proceso periódicamente, se genera un tren de pulsos tal y como se observa en la Figura 1.5 (b) en color azul y por tanto un peine de frecuencias.

1.2.2. Inyección óptica

La técnica de inyección óptica consiste en inyectar la luz de un primer láser, al que se denomina láser maestro, en la cavidad de un segundo láser, que recibe el nombre de láser esclavo.

La inyección óptica modifica las características de emisión del láser esclavo cuando se acopla a este la luz proveniente del maestro. Como resultado, es común obtener fenómenos ópticos de dinámica no lineal, tales como caos, mezcla de ondas o bloqueo. Estos fenómenos serán explicados en capítulos posteriores. Además también es posible generar los ya conocidos peines de frecuencia óptica cuyo estudio constituye el principal objetivo de este trabajo. [3,4,9]

La inyección óptica se regula bajo dos parámetros, la potencia de inyección a la que el láser maestro somete al esclavo P_{iny} y la diferencia de frecuencias o desintonía entre ambos láseres $\Delta\nu$. En este trabajo se realizan dos tipos de inyección con objeto de analizar la dinámica no lineal encontrada en el sistema y más específicamente analizar los peines de frecuencia obtenidos.

En primer lugar se realizaron experimentos de inyección de un láser maestro (láser sintonizable, *TL*) en un láser esclavo (*SL*, siendo en este caso un *DML* o un *VCSEL*) emitiendo ambos en onda continua como se observa en la Figura 1.6 (a) (en esta figura OC representa un circulador óptico que permite el paso de la luz de forma secuencial y unidireccionalmente desde el puerto 1 al puerto 2 y desde el puerto 2 al puerto 3). En este caso la desintonía se define como la diferencia de frecuencias entre el TL y el SL. En segundo lugar se analizó el efecto de la inyección de un peine de frecuencias óptico (usado como láser maestro) generado en un *VCSEL* mediante la técnica de inyección óptica en un láser esclavo *DML* emitiendo en continua tal y como se muestra en la Figura 1.6 (b). En este caso la desintonía se define como la diferencia de frecuencias correspondiente a la línea dominante del peine y la frecuencia del láser esclavo emitiendo en onda continua. El peine de frecuencias maestro se obtuvo utilizando el esquema mostrado en la Figura 1.6 (a) previo ajuste de los parámetros de inyección.

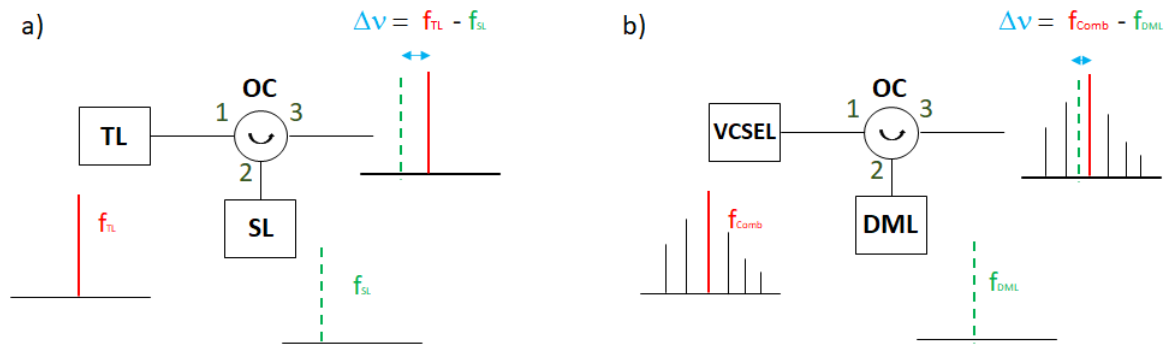


Figura 1.6: Esquemas de la inyección óptica empleada en este trabajo cuando: a) se inyecta la luz proveniente de un láser maestro sintonizable (TL) en un láser esclavo (SL) b) se inyecta al peine de frecuencias óptico generado en el *VCSEL* por una inyección óptica anterior en el láser esclavo.

1.2.3. Aplicaciones de los peines de frecuencia óptica

Actualmente, el uso de peines de frecuencia óptica es habitual en los campos de comunicaciones ópticas y de espectroscopía. La característica que hace a los peines de frecuencia útiles en estas áreas es la presencia de múltiples líneas de emisión equiespaciadas y coherentes entre sí a partir de un único láser. Actualmente hay mucho interés en conseguir peines con el mayor número de líneas posible y con el mismo nivel de potencia en cada una de ellas. Esta propiedad permite sustituir varios láseres independientes por uno solo, reduciendo por tanto el consumo y la complejidad del sistema. En comunicaciones ópticas es deseable una alta separación entre los picos de emisión, del orden de varios GHz.

Por otro lado, en espectroscopía se usan estos peines de frecuencia para caracterizar e identificar materiales, gases, etc. Esto hace que sea deseable trabajar con peines de frecuencia óptica con picos de emisión próximos entre sí ($\sim$ MHz), para poder identificar con alta precisión distintas características espectrales de la muestra objeto de estudio. Otra característica importante que han de tener los peines en este caso es que las líneas de emisión deben tener la misma potencia. Esto es de especial importancia si se quiere medir, por ejemplo, el espectro de absorción de un gas. [3]

La técnica de encendido por ganancia permite ajustar la frecuencia de separación entre líneas simplemente cambiando la frecuencia de modulación (como se observa en el Capítulo 4). Esto aporta ventajas y versatilidad a los peines así generados, ya que la misma configuración experimental y el mismo láser podrían utilizarse en diferentes campos sin más que modificar la frecuencia de modulación dependiendo de la aplicación requerida. Además de ser una técnica simple y barata, se producen pocas pérdidas de potencia, generando peines muy estables con un número alto de líneas de emisión de alta potencia.

Por su parte, la técnica de inyección óptica también permite generar peines de frecuencia con un espaciado variable, aunque en este caso se requiere un dispositivo experimental más complejo ya que se precisan dos láseres en vez de uno. Sin embargo, la combinación de ambas técnicas: la inyección óptica y el encendido por ganancia, permite

mejorar significativamente la calidad de los peines que se obtienen utilizando cada una de estas técnicas por separado. El resultado son peines más planos con mayor número de líneas y más estables disminuyendo también el nivel de ruido de los mismos. Por todo ello estas dos técnicas suelen usarse de forma conjunta. [4,9,11,12]

Capítulo 2

Equipamiento de medida

Para generar los peines de frecuencia se han usado láseres de semiconductor tanto de emisión lateral (*DML*) como de emisión vertical (*VCSEL*), un láser sintonizable (*Cobrite*), y diverso equipamiento del laboratorio de comunicaciones ópticas del *IFCA* que se describirá a continuación. Cabe destacar que todos los dispositivos están conectados entre sí a través de fibras ópticas que transmiten la luz de forma eficiente y segura.

***VCSEL*:** Es un láser de semiconductor con una cavidad vertical, de tal manera que la emisión de luz se produce en la dirección perpendicular a la zona activa (tal y como se explica en profundidad en el Capítulo 1.1.1). En este caso el láser se encuentra en el interior de una montura *TCLDM9* de Thorlabs. Esta montura permite controlar la temperatura del láser mediante dos láminas refrigeradoras termoeléctricas. Para controlar la temperatura se ha usado un controlador para láseres de semiconductor *TED200*; mientras que, para controlar la corriente se ha utilizado un controlador *LDC205C*, ambos se conectan a la montura y son de Thorlabs. De esta forma, la corriente que atraviesa el *VCSEL* puede variarse entre 0 y 20 mA con una precisión de 0.001 mA. La temperatura tiene una precisión de 0.01°C [8].

***DML*:** Es un láser de semiconductor con una cavidad horizontal, de tal manera que la emisión de luz se produce en la dirección paralela a la zona activa (tal y como se explica en profundidad en el Capítulo 1.1.2). El láser se conecta a la montura *LDC/E-Mont* de Luz Wavelabs que a su vez se conecta a un controlador de corriente *LDC/E-Current 200* y a un controlador de temperatura *Luz Wavelabs LDC/E-Temp 3*. De esta forma, el láser es capaz de operar a temperaturas de entre 0 y 40°C con una precisión de 0.01°C y la corriente puede variarse entre 0 y 200 mA con una precisión de 0.2 μ A. Ambos parámetros se ajustan mediante la aplicación *Luz Wavelabs LDC* [13]. El principio de funcionamiento de la montura es análogo al de la montura *TCLDM9*. Sin embargo, cabe destacar que en el interior de esta montura se encuentra una T de polarización (o Bias-T). Este componente electrónico permite aplicar al láser de una manera simultánea una corriente en continua así como una corriente modulada a través de una entrada de RF (hasta un máximo de 18 GHz).

Láser sintonizable / Tunable Laser (TL): El modelo de láser sintonizable utilizado para realizar las medidas es de la marca *Cobrite DX1*. Se caracteriza porque permite variar tanto la longitud de onda como la potencia a las cuales emite el láser, siendo su

emisión un haz linealmente polarizado. Puede operar para longitudes de onda de entre 1524.5 y 1572 nm con una precisión de $8 \cdot 10^{-3}$ pm. La potencia óptica se puede variar entre 10 y 16 dBm¹ con una precisión de 0.1 dBm [14].

Aislante óptico / Optical Isolator (OI): Este dispositivo deja pasar la luz en una única dirección. De esta manera se evita que las posibles reflexiones que tengan lugar en el experimento se acoplen de nuevo al láser, afectando así a su dinámica y originando errores en las medidas. Proporciona un aislamiento de 34 dB.

Medidor de potencia óptica/ Powermeter (PM): Este instrumento permite medir la potencia óptica. En concreto, se han utilizado los modelos *PM20* de Thorlabs capaces de medir tanto en dBm como en Watios potencias de entre -60 hasta 20 dBm. Para utilizarlos, es necesario especificar la longitud de onda aproximada a la que se desea medir, la cual puede estar entre 400 y 1700 nm. [8]

Analizador de Espectros Ópticos de Alta Precisión / High Resolution Optical Spectrum Analyzer (BOSA) : Se ha utilizado un analizador de espectros de la marca *Aragon Photonics BOSA 210*. Este aparato mide la potencia de emisión en función tanto de la longitud de onda como de la frecuencia, gracias al efecto de dispersión estimulada de Brillouin (SBS por sus siglas en inglés). Los espectros generados tienen una resolución óptica de 0.08 pm (10 MHz). Puede medir en un rango de longitud de onda de entre 1525 nm y 1565 nm. El rango dinámico (diferencia entre el máximo y el mínimo de la potencia que puede medirse) supera los 80 dB y la sensibilidad del aparato (mínimo nivel de potencia que puede detectar) es de -70 dBm. [15,16]

Analizador de Espectros Ópticos / Optical Spectrum Analyzer (OSA) : Se ha utilizado un analizador de espectros de la marca *Anritsu-MS9710B*. Este aparato, al igual que el BOSA, mide la potencia de emisión en función tanto de la longitud de onda como de la frecuencia. Sin embargo, la gran diferencia con el BOSA radica en sus especificaciones. Los espectros generados tienen una resolución óptica de 0.07 nm. Puede medir en un rango de longitud de onda de entre 600 nm y 1750 nm. El rango dinámico es de 70 dB y su sensibilidad de -90 dBm. [8]

Fotodetector / Photodetector (PD) : Se ha usado un fotodetector modelo *PDA8GS* de Thorlabs, de 8 GHz de ancho de banda y de responsividad 0.9 A/W a 1550 nm. Este dispositivo proporciona el voltaje o la intensidad que se generan en respuesta a la radiación óptica incidente. [8]

Osciloscopio : Permite visualizar la forma de las señales de tensión en función del tiempo o de la frecuencia. El aquí utilizado es el modelo *Agilent infiniium DSO91204A* con un ancho de banda de 12 GHz y frecuencia de muestreo 40 GSa/s.

Generador de Radiofrecuencia : Permite generar señales de radiofrecuencia generalmente sinusoidales. En él se pueden variar manualmente la frecuencia y la amplitud

¹La unidad dBm denota un valor de potencia absoluto medido en decibelios y referenciado a 1 mW de tal manera que: $P(\text{dBm}) = 10 \cdot \log(P/1\text{mW})$.

de modulación. Se ha utilizado el modelo *Keysight N5173B* que funciona en el rango de frecuencias 9kHz-20 GHz y cuya amplitud puede variarse entre +19 y -20 dBm. Su resolución es de 0.001 Hz en frecuencia y de 0.01 dB en amplitud.

Controlador de Polarización / Polarization Controller (PC) : Permite variar la polarización de la luz entrante. Dispone de dos láminas $\lambda/4$ y de una lámina $\lambda/2$ que se encuentra entre ambas. Las láminas se giran manualmente hasta conseguir la polarización deseada.

Atenuador Variable (AV) : Permite controlar la potencia de la luz emitida. Constan de dos lentes alineadas y un dispositivo de bloqueo entre ambas. La primera lente colima el haz de luz de la fibra de entrada. A continuación el elemento bloqueante se desplaza manualmente o con un motor de precisión dependiendo del modelo, variando la cantidad de luz que será acoplada a la fibra de salida por medio de la segunda lente.

Circulador Óptico / Optical Circulator (OC) : Es un dispositivo con varios puertos que permite el paso de la luz por ellos secuencial y unidireccionalmente. Los utilizados tienen tres puertos, de manera que la luz proveniente del puerto 1, pasa al 2 y la luz la luz que entra por el puerto 2 sale por el puerto 3.

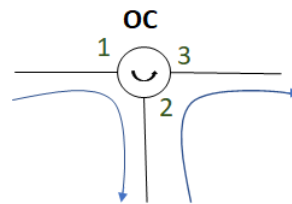


Figura 2.1: Esquema del funcionamiento de un circulador óptico.

Divisor de Polarización / Polarization Beam Splitter (PBS) : Sirve para separar las polarizaciones ortogonal y paralela que entran por una fibra para que salgan por dos fibras distintas.

Amplificador de Fibra Óptica Dopado con Erblio / Erbium-Doped Fiber Amplifier (EDFA) : Son dispositivos ópticos que usan fibra dopada, en este caso Erblio, para amplificar la señal óptica que reciben. La amplificación de la señal se consigue bombeando la fibra dopada con un láser (de 980 nm o 1480 nm). Así se consigue la inversión de población necesaria en la fibra para que tenga lugar la emisión estimulada, dando lugar a nuevos fotones que amplificarán la señal. El modelo utilizado es un *AEDFA-13* (*AEDFA-13-B-FA*) que opera en un rango de longitudes de onda de entre 1528 y 1565 nm. Proporciona una ganancia óptica (a 1550 nm) para una señal de entrada de -30 dBm de 30 dB. [17]

Acoplador Óptico de Fibra 1x2 / 1x2 Fiber Optic Coupler: Este dispositivo divide la señal óptica a la entrada en dos salidas. La tasa de acoplamiento del empleado en este trabajo es de 50:50, es decir, que la potencia de entrada se divide en dos ramas con la mitad de potencia cada una.

Capítulo 3

Caracterización del láser DML en solitario

En esta primera parte se presentan los resultados experimentales correspondientes a la caracterización del *DML* operando en corriente continua, para poder conocer y estudiar las propiedades de éste. Todas las medidas se han realizado manteniendo el láser a una temperatura constante de 25°C salvo que se especifique lo contrario.

Cabe destacar que los láseres de modo discreto son sensibles a la temperatura. Por ello, se ha llevado a cabo en primer lugar una caracterización de las curvas luz-corriente (LI) para distintas temperaturas del láser, obteniendo el valor de la corriente umbral para cada una de ellas.

Seguidamente, se ha medido el espectro óptico del *DML* haciendo uso del analizador de espectros ópticos (OSA). Con la medida del espectro óptico se ha podido caracterizar la supresión de modos laterales y mostrar así el carácter monomodo longitudinal del láser utilizado. También ha sido posible determinar la distancia entre los distintos modos longitudinales del láser, permitiendo obtener una estimación de la longitud de la cavidad del mismo.

Finalmente, y utilizando un analizador de espectros ópticos de alta resolución (*BO-SA*), se ha estudiado la evolución de los espectros ópticos con la corriente aplicada al láser, analizando el desplazamiento de la longitud de onda con la corriente. Además, se han observado las oscilaciones de relajación del *DML* utilizado.

Para realizar la caracterización del *DML* se han usado los siguientes dispositivos experimentales.

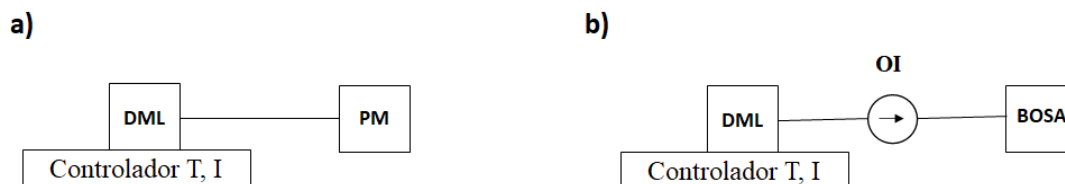


Figura 3.1: a) Dispositivo experimental utilizado para medir la potencia emitida por el *DML* en función de la corriente y de la temperatura. b) Dispositivo experimental utilizado para medir los espectros ópticos del *DML* en función de la corriente y de la temperatura.

Como se puede observar en la Figura 3.1 ambos montajes son bastante parecidos entre sí. Ambos parten del láser *DML* al que se le puede variar manualmente tanto la temperatura como la corriente por medio del controlador de temperatura o de corriente, respectivamente. Para medir los espectros ópticos (potencia frente a longitud de onda) se utiliza el BOSA o el OSA (dependiendo de si se necesita más resolución en longitud de onda o en potencia). En caso de usar el BOSA tal y como se muestra en la Figura 3.1 (b), es necesario incluir un aislante óptico con la finalidad de evitar las reflexiones producidas en su conector. Estas reflexiones dan lugar a picos espurios en el espectro óptico. Finalmente, para medir la potencia emitida se utiliza un medidor de potencia óptico tal y como se especifica en la Figura 3.1 (a).

3.1. Curvas Luz-Corriente

Las curvas luz-corriente (curvas L-I), como su propio nombre indica, son una representación gráfica de la potencia total emitida en función de la corriente aplicada al láser. En este caso, éstas van a permitir hallar la intensidad umbral I_{th} , es decir, la intensidad a partir de la cual comienza a dominar la emisión estimulada o dicho de otra forma, la acción láser. Por ello, con el dispositivo experimental de la Figura 3.1 izquierda, se han medido para distintas temperaturas (de 20 °C a 40 °C en pasos de 5 °C) distintas curvas L-I (de 2 mA a 20 mA en pasos de 2 mA y de 20 mA a 80 mA en pasos de 6 mA).

La Figura 3.2 izquierda muestra los resultados obtenidos para las curvas luz-corriente a distintas temperaturas. La Figura 3.2 derecha corresponde a la representación en escala logarítmica de la curva L-I para 25 °C. Se ha escogido este valor por ser la temperatura ambiente y la temperatura con la que se va a trabajar en el encendido por ganancia y en la inyección óptica.

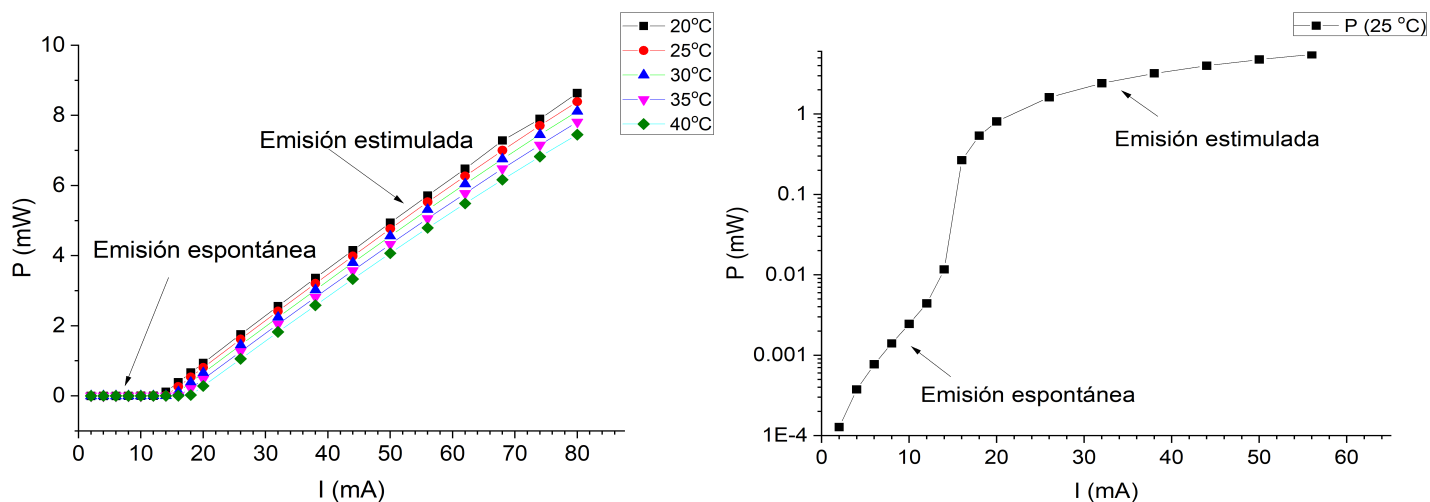


Figura 3.2: A la izquierda se representan las curvas L-I para distintas temperaturas. A la derecha la curva L-I a 25 °C en escala logarítmica.

Como se puede ver en la Figura 3.2 izquierda, cuándo la potencia se representa frente a la intensidad en escala lineal, para todas las temperaturas, la potencia emitida por el láser en el régimen de emisión espontánea parece nula hasta que se alcanza la corriente umbral, momento a partir del cual la potencia aumenta de forma lineal con la corriente. Es al representarlo en escala logarítmica, como se ve en la Figura 3.2 derecha, cuando se puede observar con mayor claridad lo que sucede en el régimen de emisión espontánea.

El régimen de emisión espontánea se corresponde con las intensidades que están por debajo de la corriente umbral. Se puede observar en la Figura 3.2 derecha que en realidad la potencia emitida por el láser aunque muy pequeña, no es nula y que aumenta al aumentar la intensidad aplicada al láser. Esta emisión espontánea de luz es necesaria para que posteriormente comience la acción láser.

Una vez comienza la acción láser, es decir, una vez se supera la corriente umbral, se encuentra la zona de emisión estimulada. En esta zona se observa cómo la potencia aumenta de forma lineal con la intensidad. Cabe decir aquí, que en este régimen también existe emisión espontánea aunque es despreciable frente a la emisión estimulada.

Finalmente, aunque no llegue a producirse en este caso, si se continua aumentando la corriente o la temperatura del láser, se llegaría a observar la zona de saturación, a partir de la cual la potencia emitida por el láser disminuye a medida que se aumenta la intensidad, llegando incluso a apagarse el láser. En la Referencia [18] puede observarse el fenómeno de saturación para un *DML* similar al utilizado en este trabajo para una temperatura de 85°C. Esta saturación se debe a un fenómeno conocido como roll-over térmico. Este fenómeno puede explicarse por la disminución de la ganancia con la temperatura y por las pérdidas térmicas de portadores en la zona activa, siendo este último el factor dominante. [19,20]

A partir de la gráfica luz-corriente es posible obtener el valor de la corriente umbral. Para ello se ha realizado un ajuste lineal de la zona correspondiente a la emisión

estimulada, de tal manera que la corriente umbral se corresponderá con el valor de la intensidad cuando la potencia emitida por el láser sea nula. Por ejemplo, para la curva de 25 °C, el ajuste obtenido responde a la ecuación $P(\text{mW}) = -1,82 + 0,13 \cdot I(\text{mA})$, por lo que la intensidad umbral obtenida es $I_{th} \approx 14$ mA. Se ha calculado este mismo parámetro de manera análoga para las temperaturas estudiadas y se han representado gráficamente los valores calculados.

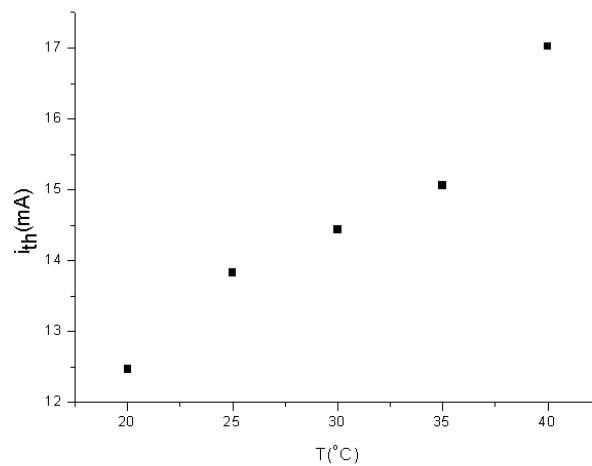


Figura 3.3: Corriente umbral en función de la temperatura.

Como puede observarse en la Figura 3.3, la corriente umbral aumenta con la temperatura. Esto se explica porque al aumentar la temperatura el espectro de ganancia disminuye. De esta manera, una menor ganancia vista por el modo longitudinal implica una mayor corriente umbral.

3.2. Espectros Ópticos

Los espectros ópticos, que son representaciones de la potencia óptica frente a la longitud de onda (en este caso) o a la frecuencia, cobran relevancia a la hora de conocer a que longitud de onda se encuentra el pico de emisión y las características espectrales del láser.

Un parámetro importante de los analizadores de espectros ópticos es su sensibilidad, es decir, el mínimo nivel de potencia que pueden detectar. Cómo ya se ha mencionado en el capítulo anterior, el BOSA posee una sensibilidad de -70 dBm frente a los -90 dBm del OSA. Es por esta razón, que para caracterizar y visualizar los modos longitudinales del *DML* y mostrar su carácter monomodo, se ha realizado una medida del espectro óptico para una corriente de 30 mA conectando directamente el *DML* al OSA.

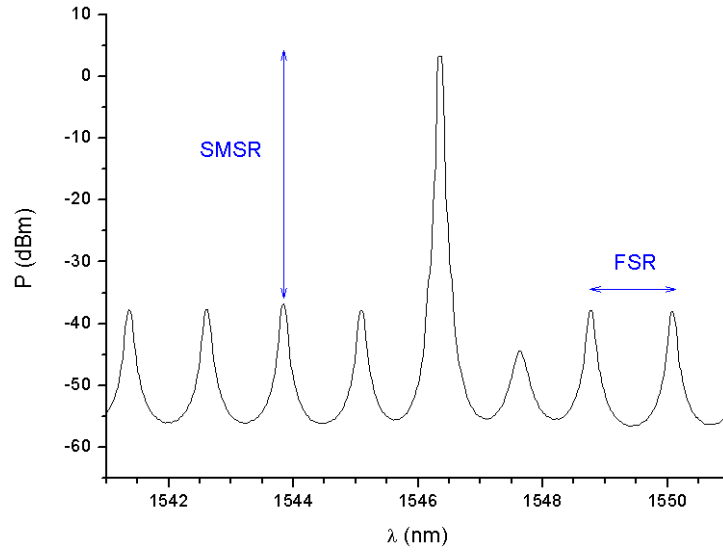


Figura 3.4: Representación del espectro óptico del láser DML a 30 mA medido con el OSA.

El espectro óptico obtenido se muestra en la Figura 3.4. Puede observarse la existencia de un pico dominante que corresponde a la longitud de onda de emisión del láser a 1546.36 nm y una serie de picos más suprimidos y equidistantes en los laterales de éste. Estos picos corresponden a los distintos modos longitudinales del láser. La relación entre la potencia del modo longitudinal principal (dominante) y el modo lateral más grande, medido en dB, se conoce como Relación de Supresión de Modo Lateral, más conocida por sus siglas en inglés (SMSR). Cuánto más grande sea este valor, más monomodo será el láser.

En este caso el valor obtenido fue de 40 dB, indicando el carácter monomodo longitudinal del láser utilizado (generalmente valores de SMSR iguales a 30 dB ya se consideran buenos para afirmar que el láser es monomodo).

A partir de la Figura 3.4 se ha obtenido también el rango espectral libre del *DML* siendo éste $FSR = 1.28 \text{ nm} = 160 \text{ GHz}$. A partir del mismo y haciendo uso de la Ec. 1.1 considerado un índice de grupo $n_g = 3.5$ [12] se ha obtenido la longitud de la cavidad láser siendo esta $L \approx 268 \mu\text{m}$. La longitud obtenida es del orden de magnitud del valor encontrado en la literatura para un *DML* similar al empleado en este trabajo [18].

Para 25 °C, se midieron los espectros ópticos para distintas corrientes de bias aplicadas al láser por encima de la corriente umbral I_{th} (de 15 mA a 45 mA en pasos de 5 mA). En este caso, el OSA fue sustituido por el BOSA debido a que la resolución óptica de este último es de 80 fm (10 MHz a 1550 nm) frente a los 0.07 nm (8.75 GHz a 1550 nm) del OSA. Esto permite determinar con mayor precisión la longitud de onda de emisión del *DML* así como su ancho espectral.

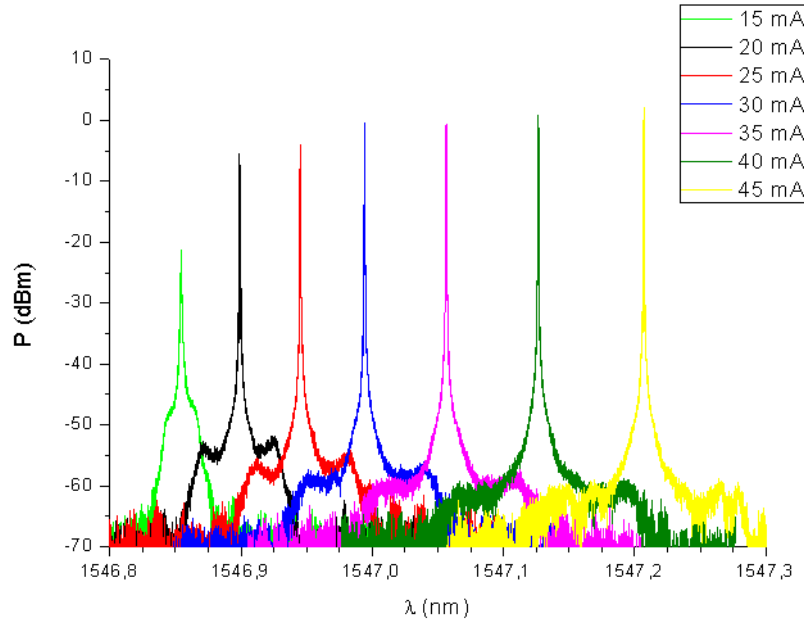


Figura 3.5: Espectros ópticos del láser *DML* para distintas corrientes por encima del umbral.

En una primera inspección de la Figura 3.5 se observa que los espectros ópticos obtenidos con el BOSA, presentan un ancho espectral mucho menor que el obtenido con el OSA, como puede observarse comparando el espectro obtenido para 30 mA de la Figura 3.4 y de la Figura 3.5. El ancho espectral a 3 dB obtenido con el OSA es de 0.09 nm, o lo que es lo mismo, 11.65 GHz; frente al obtenido con el BOSA de 10^{-4} nm o 12.5 MHz, siendo este último el valor encontrado en la literatura para un *DML* similar [18]. El valor obtenido con el OSA es un valor sobreestimado del ancho espectral real del láser, debido a la pobre resolución en longitud de onda de este dispositivo.

Además, en la Figura 3.5 se observa cómo el espectro óptico del *DML* se desplaza a longitudes de onda cada vez mayores (corrimiento al rojo) a medida que aumenta la corriente aplicada al mismo. Este corrimiento se explica por el efecto Joule que sufre el dispositivo. Al aumentar la corriente aplicada al láser, aumenta la potencia disipada en forma de calor por efecto Joule aumentando la temperatura del dispositivo. Este calentamiento produce un aumento del índice de refracción y una dilatación de la cavidad láser, produciendo así, un aumento en la longitud de onda del resonador tal y como se observa en la Figura 3.5 [21]. También se pueden observar las oscilaciones de relajación, que son los picos bajos en potencia que sobresalen a los lados del pico dominante de cada espectro. Éstas oscilaciones deben su origen al proceso por el cual los portadores y los fotones tienden a sus valores de equilibrio.

A continuación, se ha medido el valor de la longitud de onda correspondiente al pico de mayor intensidad para cada espectro y se han representado estos valores en función de la intensidad del láser.

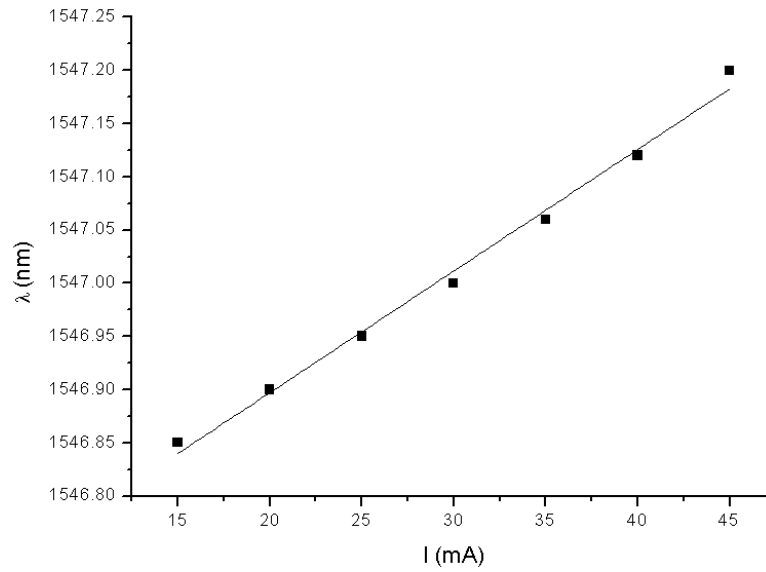


Figura 3.6: Representación de la longitud de onda del pico de emisión frente a la intensidad del láser.

Se puede observar en la Figura 3.6 que la relación entre la intensidad y la longitud de onda de los picos es lineal. En concreto, responde a la ecuación $\lambda(\text{nm}) = 1546,67 + 0,11 \cdot I(\text{mA})$. De esta forma, se puede estimar la longitud de onda a la que se encuentra el pico del láser dependiendo de la intensidad que se le aplique.

Capítulo 4

Generación de peines de frecuencia ópticos en un DML encendido por ganancia

En este capítulo se utiliza la técnica del encendido por ganancia con el fin de generar peines de frecuencia óptica. Se ha caracterizado el comportamiento de los mismos para dos corrientes de bias del *DML*, en este caso 30 mA ($2.14I_{th}$) y 16 mA ($1.14I_{th}$) y para distintas condiciones de amplitud y frecuencia de modulación.

Para llevar a cabo el encendido por ganancia en el *DML* se ha utilizado el dispositivo experimental mostrado en la Figura 4.1.

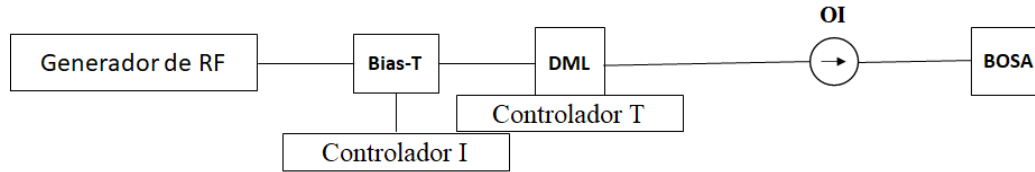


Figura 4.1: Dispositivo experimental utilizado para generar peines de frecuencia con el método de encendido por ganancia.

La técnica de encendido por ganancia como se ha explicado anteriormente, consiste en aplicar al láser de semiconductor una corriente de RF generalmente sinusoidal superpuesta a una corriente de bias. La corriente sinusoidal es proporcionada por el generador de radiofrecuencia (*Keysight N5173B*). Ambas corrientes se aplican al *DML* a través de una T de polarización que incluye la montura láser.

En el generador de radiofrecuencia se pueden variar manualmente la frecuencia de modulación f_m y el voltaje o amplitud de modulación V_{RF} .

La corriente de bias y la temperatura del láser son controladas con un controlador de corriente (*LuzWavelabs LDC/E-Current 200*) y temperatura (*LuzWavelabs LDC/E-Temp 3*), respectivamente. La temperatura del *DML* se mantiene constante a 25 °C.

A continuación el *DML* se conecta a un aislante óptico para evitar reflexiones indeseadas en la conexión del BOSA donde caracterizaremos espectralmente los peines obtenidos. Además de los espectros ópticos también se obtuvieron las trazas temporales para una $f_m=5$ GHz y diversos valores de V_{RF} . Para ello se modificó el montaje experimental conectando la salida del *DML* directamente a un detector (*Thorlabs PDA8GS*) que a su vez estaba conectado al osciloscopio (*Agilent infiniium DSO91204A*).

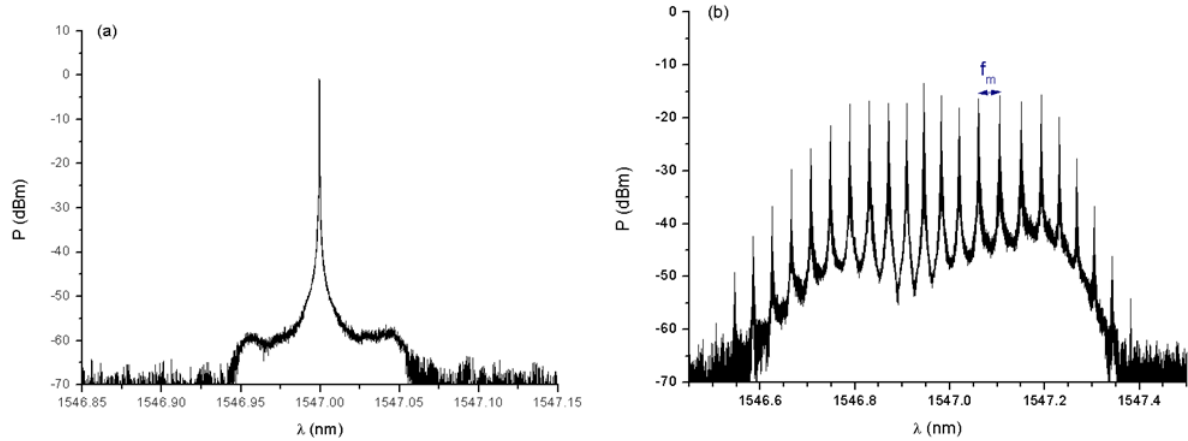


Figura 4.2: (a) Espectro óptico del láser en solitario operando a una corriente $I_{Bias} = 30$ mA. (b) Espectro óptico del láser operando a una corriente $I_{Bias} = 30$ mA conjuntamente con el generador de señal a $V_{RF}=1.5$ V con una frecuencia de modulación $f_m=5$ GHz.

Tal y como se observa en la Figura 4.2, cuando el láser opera en solitario Figura 4.2 (a) puede verse en el espectro óptico la aparición de un único pico correspondiente a la longitud de onda de emisión de 1547.00 nm; mientras que, cuando se introduce la corriente modulada en este caso con $V_{RF} = 1.5$ V y $f_m=5$ GHz, se genera un peine de frecuencias ópticas como el que se muestra en la Figura 4.2 (b). Se denomina peine de periodo N o simplemente PN al estado dinámico correspondiente a un peine de frecuencias ópticas cuya separación entre líneas es igual a f_m/N siendo N un número natural y f_m la frecuencia de modulación. Este peine de frecuencia en concreto se corresponde con un periodo 1, P1, pues los picos de emisión están equiespaciados con una distancia igual a la frecuencia de modulación, que en este caso es de 5 GHz o lo que es lo mismo, 0.04 nm.

Se han realizado dos mapas experimentales de la dinámica no lineal encontrada en un *DML* operando en régimen de encendido por ganancia para estudiar el efecto de la amplitud de modulación, V_{RF} , en función de la frecuencia de modulación, f_m , y para dos corrientes del láser I_{Bias} , 30 mA y 16 mA. Para la elaboración de dichos mapas, se ha analizado el comportamiento de los espectros ópticos obtenidos cuando fijada la frecuencia de modulación se aumentaba la amplitud de modulación. La frecuencia de modulación se ha variado desde 0 hasta 6 GHz con pasos de 0.5 GHz mientras la amplitud se variaba desde 0 V hasta 1.8 V con pasos de 100 mV. De esta forma, se ha caracterizado la generación de los peines de frecuencia óptica obtenidos.

La Figura 4.3 muestra el mapa obtenido para $I_{Bias} = 30$ mA (aproximadamente $2I_{th}$). A esta corriente las oscilaciones de relajación del *DML* aparecen entorno a 6 GHz.

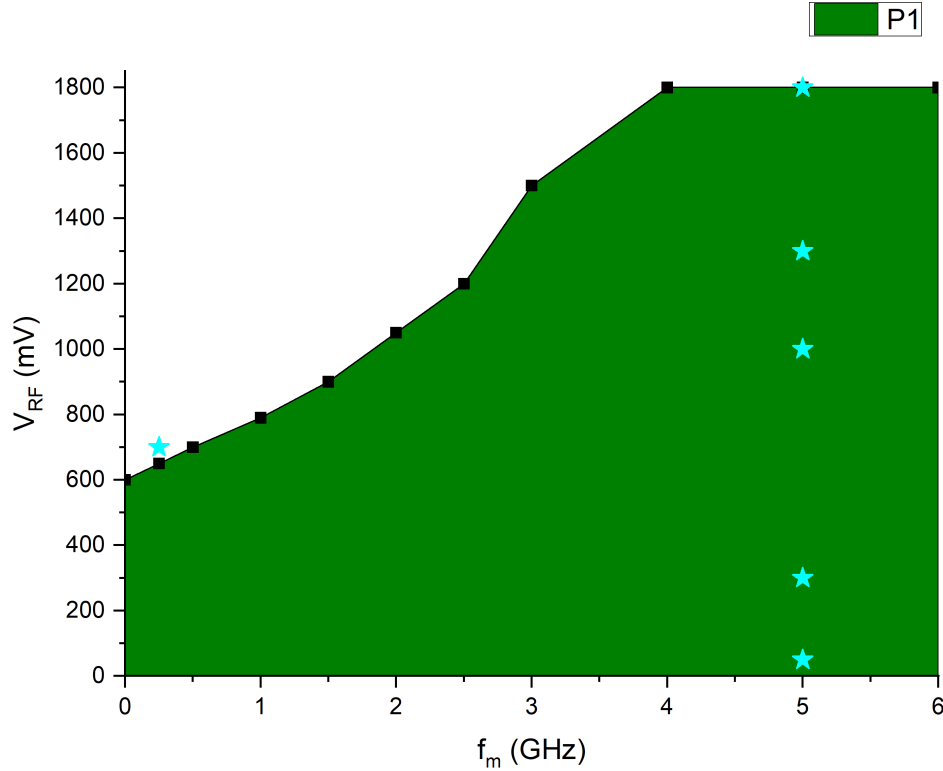


Figura 4.3: Mapa de dinámica no lineal obtenido para el *DML* operando en encendido por ganancia para $I_{Bias} = 30$ mA (se representan con estrellas las condiciones para las cuáles se han grabado los espectros ópticos que se muestran en el documento). Se observa una amplia región en color verde correspondiente a peines de frecuencia ópticos de periodo 1 (P1).

En la Figura 4.3 se han encontrado dos regiones claramente diferenciadas. En color verde se muestra la región donde aparecen peines de frecuencia de tipo P1, es decir, peines de frecuencia similares al mostrado en la Figura 4.2 (b) donde todas las líneas se encuentran equiespaciadas exactamente la frecuencia correspondiente a la frecuencia de modulación. Se observa que al aumentar la frecuencia de modulación, la región de P1 se extiende para amplitudes de modulación mayores.

Además puede apreciarse también la existencia de una región de color blanco. En esta región se obtienen espectros similares al mostrado en la Figura 4.4. Como puede apreciarse en este caso, el espectro dista de ser un peine de frecuencias. Puede verse como ahora no aparecen picos definidos y equiespaciados en el espectro óptico como sucedía en la Figura 4.2 (b). El espectro óptico muestra una clara asimetría aumentando bruscamente la potencia a bajas longitudes de onda y disminuyendo suavemente a longitudes de onda mayores.

La razón por la que no se forman peines de frecuencia en esta región, es porque cuando la amplitud de modulación es suficientemente grande, los pulsos se apagan completamente, es decir, la corriente aplicada al *DML* disminuye por debajo del valor umbral, de tal manera que el ruido de emisión espontánea tiene gran efecto. El ruido de emisión espontánea es el responsable de la pérdida de coherencia de los pulsos, y por tanto de

las irregularidades observadas en el espectro con la consiguiente destrucción del peine de frecuencias.

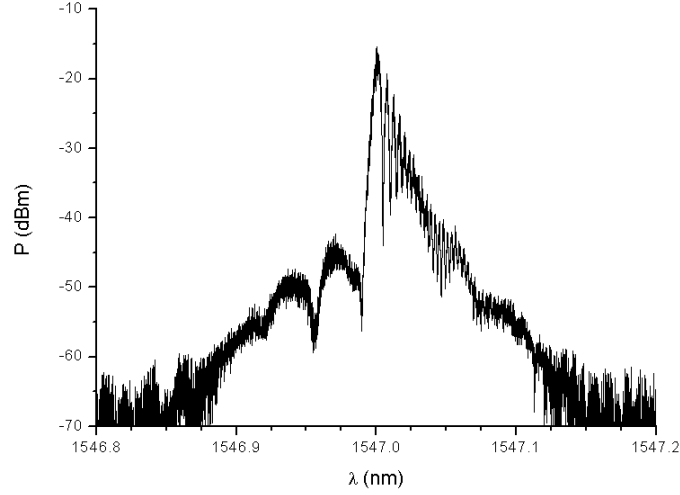


Figura 4.4: Espectro óptico para $I_{Bias} = 30$ mA, $f_m = 250$ MHz y $V_{RF} = 700$ mV.

Aunque todos los peines de frecuencia ópticos obtenidos en la Figura 4.3 sean P1, estos presentan características diferentes. Se ha realizado un estudio detallado de los peines de frecuencia obtenidos para una frecuencia de modulación $f_m = 5$ GHz, cercana a la frecuencia de oscilaciones de relajación del DML (en este caso 6 GHz), cuando se varía la amplitud de modulación. Para ello, además de los espectros, se han medido con el osciloscopio las trazas temporales para las condiciones que se muestran con estrella azul cian en la Figura 4.3.

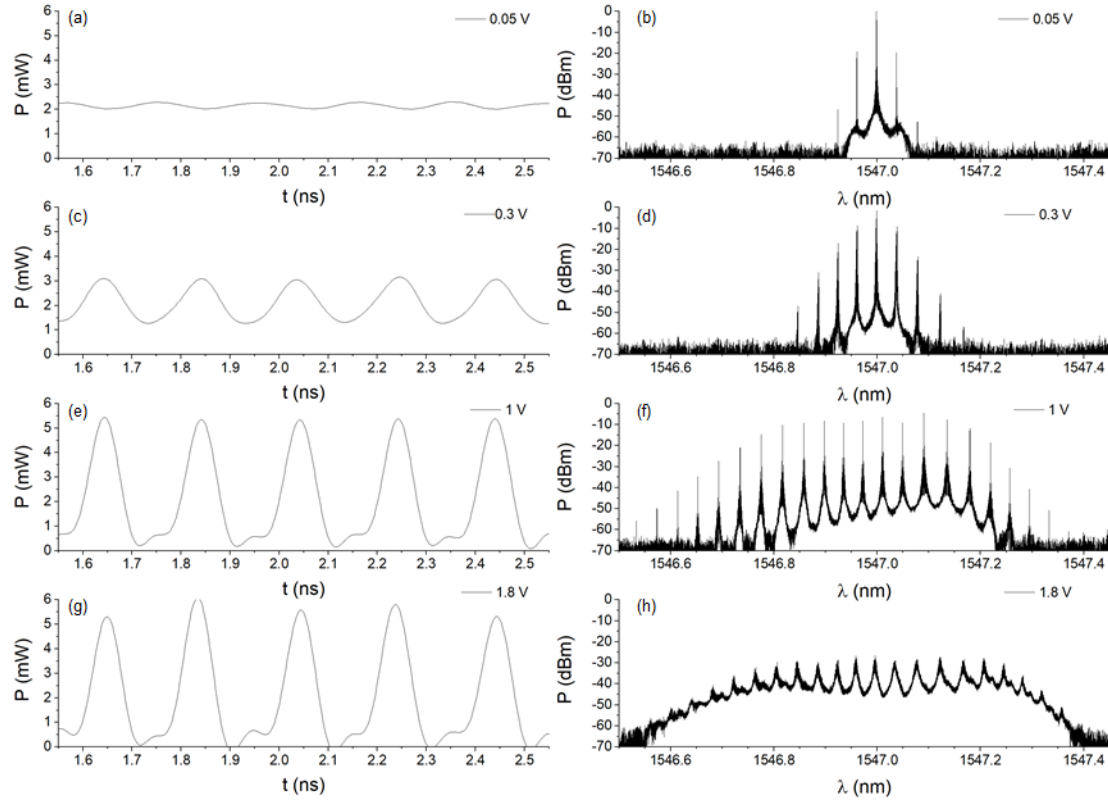


Figura 4.5: Trazas temporales (primera columna) y espectros ópticos (segunda columna) para $I_{Bias} = 30$ mA, $f_m = 5$ GHz y $V_{RF} = 0.05$ V, 0.3 V, 1 V y 1.8 V.

En la columna izquierda de la Figura 4.5 se muestra la evolución temporal de la potencia emitida por el DML cuando la $I_{Bias} = 30$ mA, $f_m = 5$ GHz y para diversos valores de V_{RF} . A la derecha se muestran los espectros ópticos correspondientes.

En la Figura 4.5 (a) se observa que cuando la amplitud de modulación es pequeña, 0.05 V, los pulsos observados en la traza temporal de la potencia son anchos y de pequeña amplitud oscilando entorno al valor de la potencia emitida por el DML en corriente continua (2.2 mW aproximadamente). En la Figura 4.5 (b) se puede observar el espectro óptico correspondiente a esta situación. Como puede verse, el espectro se caracteriza por un pico de emisión dominante a la longitud de onda de emisión del DML operando en onda continua, con unas pocas líneas a ambos lados del mismo. Puede apreciarse que estas líneas están equidistantes y separadas una frecuencia que corresponde exactamente con la frecuencia de modulación, es decir, 0.04 nm. Estas líneas son consecuencia del régimen de encendido por ganancia.

A medida que aumenta la amplitud de modulación se observa como los pulsos de la traza temporal de la potencia se van estrechando y aumentando su amplitud (Figuras 4.5 (c) y (e)). Esto genera la aparición de nuevas líneas del peine de frecuencias como puede verse en la Figuras 4.5 (d) y en la Figura 4.5 (f), dando lugar a peines de mayor calidad en términos de número de líneas y ancho espectral. Sin embargo, cuando la amplitud de modulación es muy alta $V_{RF} = 1.8$ V comienzan a destruirse los picos, siendo este el caso límite a partir del cuál se deja de obtener un P1 y en su lugar se recogen espectros pare-

cidos al representado en la Figura 4.4. Se ha explicado anteriormente que la destrucción del peine de frecuencias ópticas se debe a que para amplitudes elevadas, hay momentos en los que el láser se apaga haciendo que la corriente aplicada al *DML* baje por debajo del umbral. Este fenómeno se observa con claridad en la traza temporal de la Figura 4.5 (g) pues se puede notar que la potencia llega a ser nula en ciertos instantes de tiempo. Cuánto más tiempo permanezca por debajo del umbral, mayor será el efecto del ruido de emisión espontánea perdiendo la coherencia de los pulsos y por tanto, destruyendo el peine. Puede observarse en la Figura 4.5 (h) como los picos del peine van disminuyendo en amplitud y el nivel de ruido aumenta.

También se observan en las trazas temporales (e) y (g) de la Figura 4.5 como comienzan a aparecer unos pequeños picos al comienzo de cada pulso. Estos picos son debidos a la excitación del primer pico de las oscilaciones de relajación. [3]

Para el segundo mapa de modulación realizado, se ha trabajado con una $I_{Bias} = 16$ mA, mucho menor que la anterior y muy cerca de la intensidad umbral ($1.14I_{th}$). Cabe decir aquí que cuando $I_{Bias}=16$ mA, la frecuencia de las oscilaciones de relajación disminuye a 1.6 GHz.

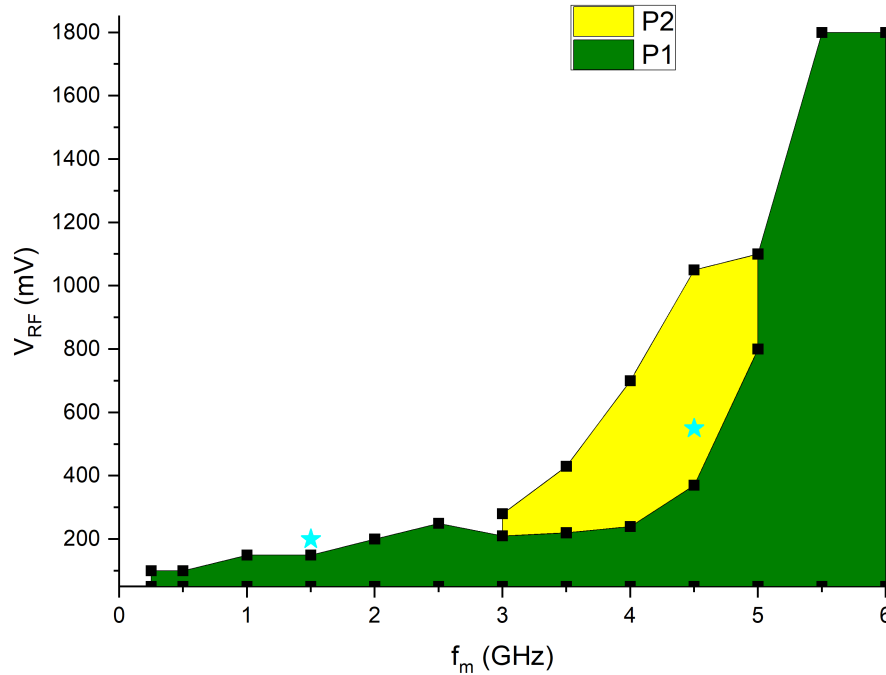


Figura 4.6: Mapa de dinámica no lineal obtenido para el *DML* operando en encendido por ganancia para $I_{Bias} = 16$ mA (se representan con estrellas las condiciones para las cuáles se han grabado los espectros ópticos que se muestran en el documento).

En la región blanca de la Figura 4.6 se observa el mismo comportamiento de destrucción de los peines de frecuencia al elevar V_{RF} que se observa en la Figura 4.3, solo que lógicamente al estar más cerca de la intensidad umbral este fenómeno se da antes. Este comportamiento se muestra en el espectro óptico de la Figura 4.7 (a). Observando las trazas temporales para este espectro (no mostradas) se observa como el sistema oscila en

un P1 pero dominado por la emisión espontánea, generando así un espectro de peine de frecuencias ancho sin líneas definidas. Como puede observarse en el mapa de la Figura 4.6 también aparece una región de peines de frecuencia de P1 en color verde al igual que sucedía para el caso de $I_{Bias}=30$ mA. Sin embargo, lo que más llama la atención de este mapa de la Figura 4.6 es la aparición de un peine de frecuencias de periodo 2, P2, del que se ha grabado el espectro óptico para una $f_m=4.5$ GHz y $V_{RF}=550$ mV mostrado en la Figura 4.7 (b).

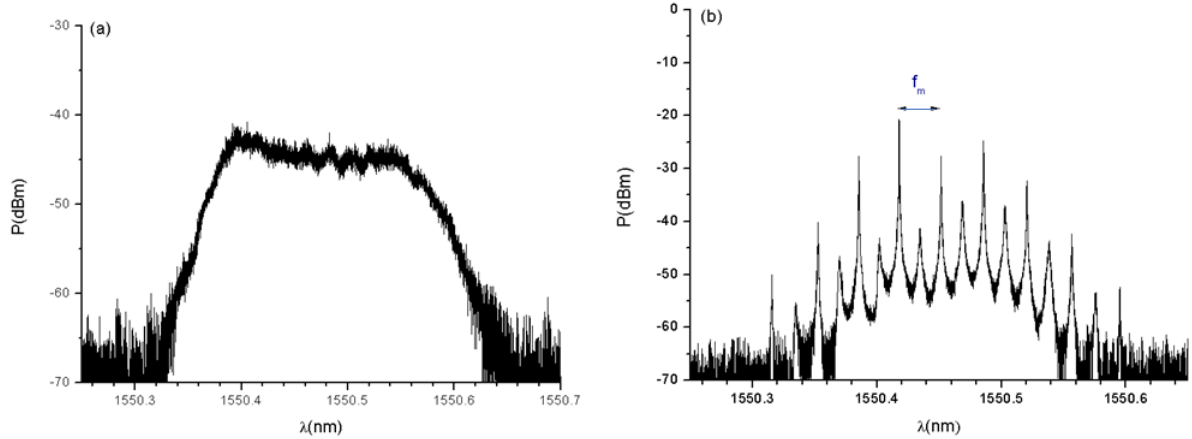


Figura 4.7: (a) Espectro óptico para $I_{Bias} = 16$ mA, $f_m = 150$ MHz y $V_{RF} = 200$ mV. (b) Espectro óptico para $I_{Bias} = 16$ mA, $f_m = 4.5$ GHz y $V_{RF} = 550$ mV.

Como puede verse en la Figura 4.7 (b) se observa un peine de frecuencias de P2, es decir, un peine de frecuencias óptico en el que los picos de emisión están esquispaciados una distancia $f_m/2$. En este caso, $f_m = 4.5$ GHz por lo que la distancia entre picos es de 2.25 GHz (0.018 nm). Cabe destacar que en general se ha considerado la existencia de un peine de tipo PN con $N \geq 2$ cuando las líneas del peine separadas por f_m/N superan en 10 dB o más el nivel de ruido. Por debajo de esa potencia son muy débiles no afectando a la dinámica del láser significativamente.

Al comparar los mapas de dinámica de la Figura 4.3 con los de la Figura 4.6 la diferencia más llamativa es la aparición del P2 en este último. En la Referencia [22] se observa un comportamiento similar para un láser de semiconductor de emisión lateral comparable al empleado en este trabajo. La aparición de fenómenos de dinámica compleja, en este caso un P2, se debe a que al bajar la corriente de bias la frecuencia de las oscilaciones de relajación disminuye. Se puede apreciar en el mapa de la Figura 4.6 que justo cuando la frecuencia de modulación es aproximadamente dos veces la frecuencia de las oscilaciones de relajación, es cuando se observa el doblamiento del peine o P2 como consecuencia de la excitación de las mismas. Esto está de acuerdo con lo observado en la Referencia [22]. Sin embargo, en la Referencia [22] se observan muchos más fenómenos de dinámica compleja que el P2 obtenido en la Figura 4.6. Esto se debe a que el valor del coeficiente de emisión espontánea β es en su caso unas 7 veces menor que en el DML, y cuánto más pequeño sea el valor de este coeficiente más se favorecerá la aparición de dinámica no lineal. [22]

Capítulo 5

Inyección óptica

Como se ha explicado en el Capítulo 1, la inyección óptica consiste en inyectar luz proveniente de un láser denominado láser maestro en otro que se denomina láser esclavo operando ambos en corriente continua. La inyección óptica en los láseres de semiconductor induce una dinámica no lineal muy diversa [2] incluyendo la generación de peines de frecuencia ópticos que son el objeto de estudio de este trabajo.

Por tanto, en la primera parte de este capítulo (Sección 5.1) se estudia la dinámica no lineal encontrada en un *DML* (láser esclavo) cuando es sometido a la inyección óptica de una única frecuencia proveniente de un láser maestro, en este caso, un láser sintonizable (*Cobrite*). Ambos láseres operan en régimen de onda continua. Este estudio se realiza a través de un mapa de dinámica no lineal, que ilustra en este caso los distintos comportamientos no lineales encontrados para el *DML*. Este mapa es analizado en función de la potencia de inyección y de la diferencia de frecuencias entre el láser maestro y el esclavo, también conocida como desintonía.

En una segunda parte (Sección 5.2) se ha estudiado la dinámica no lineal de un *DML* operando en onda continua ($I_{bias}=30$ mA) cuando es sometido a la inyección óptica de un peine de frecuencias óptico formado por 6 líneas. En este caso, el peine de frecuencias óptico que actúa como láser maestro es generado inyectando luz del láser sintonizable (*Cobrite*) a un *VCSEL* emitiendo ambos en continua.

Con el objeto de analizar la importancia de la separación de las líneas del peine inyectado en la dinámica no lineal encontrada en el *DML*, se consideraron dos peines de frecuencia con una separación de líneas diferente. El primer caso analizado corresponde a un peine cuyas líneas están separadas 5.5 GHz mientras que en el segundo, el equiespaciado corresponde a 6 GHz, coincidiendo en este último caso con la frecuencia de oscilaciones de relajación del *DML* cuando su $I_{bias}=30$ mA.

En todos los casos se prestará especial interés a los diversos tipos de peines obtenidos en el *DML* bajo las distintas condiciones de inyección óptica: una única frecuencia o un peine de frecuencias.

5.1. Inyección óptica de un láser sintonizable en un *DML*, ambos en corriente continua

En esta primera parte se ha realizado un estudio experimental de la dinámica no lineal encontrada en un *DML* (láser esclavo) cuando este es sometido a la inyección óptica proveniente del láser maestro, que en este caso es un láser sintonizable (TL por sus siglas en inglés), *Cobrite* cuando ambos emiten en continua. Como ya se ha mencionado anteriormente, esta técnica constituye un método alternativo para generar peines de frecuencia.

La Figura 5.1 muestra el dispositivo experimental utilizado para inyectar la luz emitida por el láser maestro en el *DML* (ambos emiten luz linealmente polarizada).

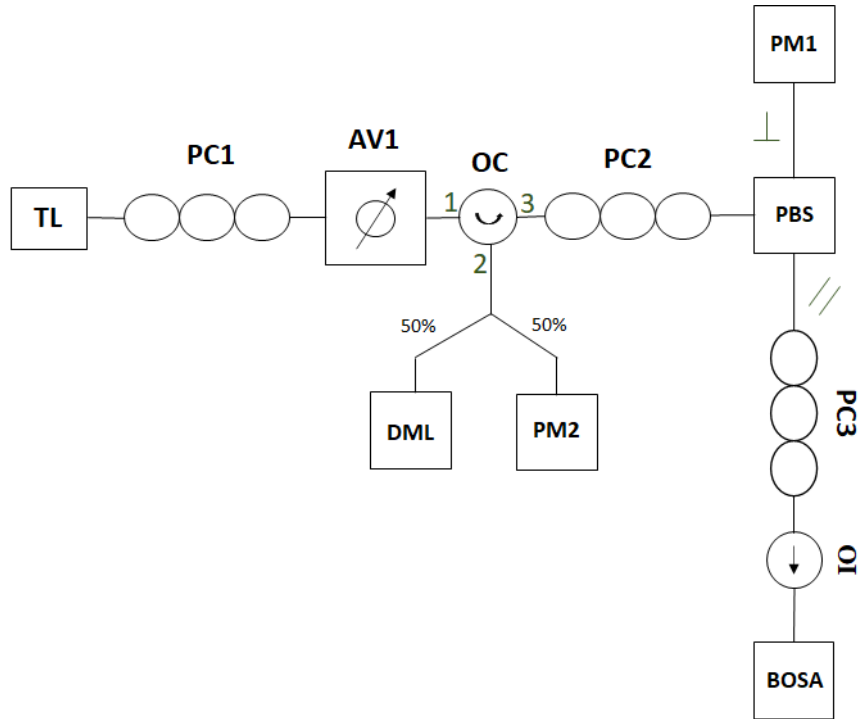


Figura 5.1: Dispositivo experimental utilizado para estudiar la dinámica no lineal encontrada en un *DML* mediante inyección óptica.

Tal y como se muestra en la Figura 5.1 la inyección óptica es proporcionada por un láser sintonizable *Cobrite* (TL). Este láser sintonizable posee una interfaz desde la cual es posible elegir tanto la potencia de inyección como la frecuencia de emisión (longitud de onda) del mismo. Tras él se ha incluido un control de polarización (PC1) que permite maximizar el acoplamiento entre ambos láseres y por tanto la potencia inyectada al *DML*. Tras el primer control de polarización se localiza un atenuador óptico variable (AV1). Dado que la potencia emitida por el TL permanece constante e igual a 10 dBm durante todas las medidas, el AV1 permite ajustar manualmente el nivel de potencia de inyección suministrada al láser esclavo, en este caso el *DML*. A continuación, se encuentra un circulador óptico que permite que la luz proveniente del TL por el puerto 1 sea inyectada al DML a través del puerto 2. Conectado al puerto 2 del circulador se

encuentra un acoplador 50/50. Este acoplador divide la potencia óptica a su entrada en dos caminos con el 50 % de la potencia cada uno. Uno de estos caminos conecta con un medidor de potencia óptica (PM2) que permite monitorizar la potencia real proveniente del TL que está siendo inyectada al *DML*. La otra rama está conectada al *DML* que opera a una intensidad $I_{Bias} = 30$ mA y a una temperatura $T=25$ °C. Tras esto, la luz emitida por el *DML* más la luz reflejada en la cavidad del *DML* proveniente del TL, vuelve a entrar por el puerto 2 del circulador pero esta vez sale por el puerto 3 llegando a un segundo controlador de polarización conectado a su vez a un divisor de polarización (PBS, por sus siglas en inglés) que separa la componente ortogonal y la paralela de la polarización. En este caso se busca maximizar la potencia en la rama paralela del PBS, ya que es esta rama la conectada al dispositivo final de medida, en este caso el BOSA. Por tanto, en la rama de la componente ortogonal se ha situado un medidor de potencia óptica (PM1) para medir la potencia en la dirección ortogonal. Con la ayuda de los controladores de polarización, se ha buscado que la potencia medida en PM1 sea mínima. De esta manera, minimizando la potencia de la rama ortogonal se maximiza la luz proveniente del TL y del *DML* en la rama paralela del PBS. Para terminar, en la rama de la polarización paralela se ha colocado un último control de polarización (PC3). Este controlador de polarización es necesario para maximizar la intensidad en la dirección paralela del BOSA. Finalmente se coloca un aislante óptico (OI) para evitar las reflexiones que aparecen en el conector del analizador de espectros donde finalmente los espectros son visualizados y medidos.

Es importante mencionar que todos los dispositivos están conectados por medio de fibras ópticas y que es importante no tocarlas ni durante el proceso de ajuste de la polarización ni durante la ejecución de las medidas, ya que un pequeño movimiento de las mismas cambiaría los ajustes de la polarización e implicaría la repetición del experimento.

Con este montaje experimental se ha variado la desintonía $\Delta\nu$ entre el láser maestro y el esclavo, $\Delta\nu = f_{TL} - f_{DML}$, variando la frecuencia del primero y manteniendo constante la frecuencia del *DML*. Se ha medido para $\Delta\nu$ desde -7 GHz hasta 7 GHz con pasos de 0.5 GHz. Por otro lado, se ha variado la potencia de inyección P_{iny} con el atenuador variable. Se ha medido desde una potencia de inyección nula, cuando la atenuación es máxima, hasta la máxima que se podía alcanzar, cuando la atenuación es mínima (~ 4000 μ W).

De esta forma, se han anotado las diferentes regiones dinámicas en el plano P_{iny} frente a desintonía realizando lo que se conoce como un mapa de dinámica no lineal.

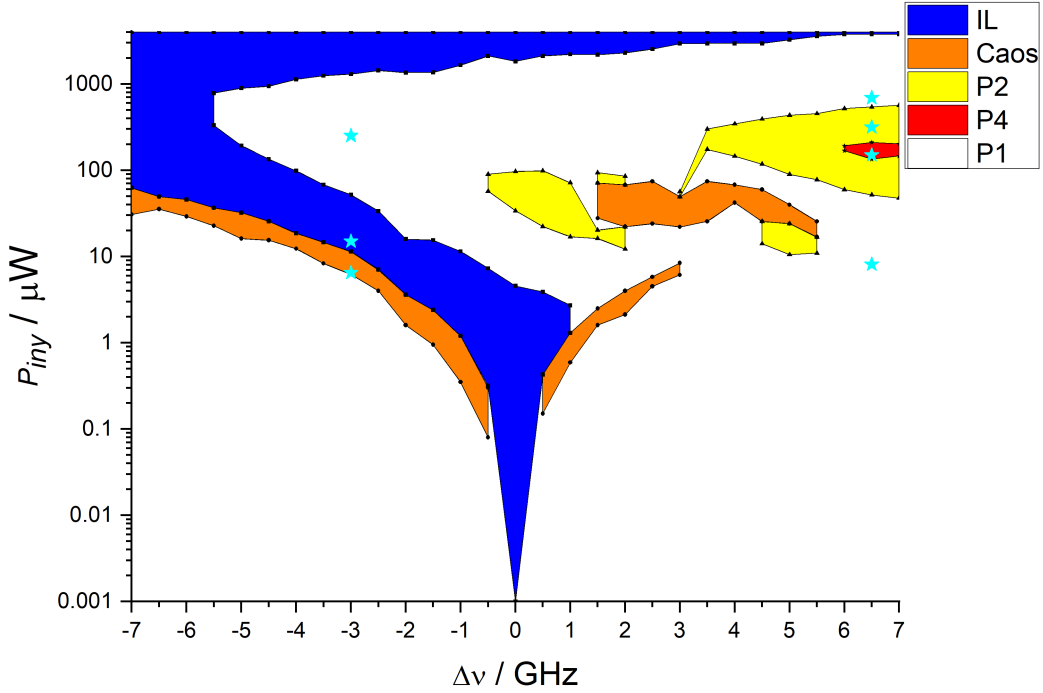


Figura 5.2: Mapa de las regiones dinámicas en función de P_{iny} y de $\Delta\nu$ (se representan con estrellas las condiciones para las cuáles se han grabado los espectros ópticos que se muestran en el documento).

Como se puede apreciar en la Figura 5.2, hay cinco regiones dinámicas distintas. En tres de ellas se obtendrán peines de frecuencia con distinto espaciado entre las líneas. Estas regiones son la región de periodo 1 (representada en blanco), la región de periodo 2 (representada en amarillo) y la región de periodo 4 (representada en rojo). Además, también se han obtenido regiones de bloqueo (representadas en azul) y de caos (representado en naranja). Se han grabado los espectros ópticos de las diferentes zonas señalizadas con estrellas en azul cian, para $\Delta\nu = -3$ GHz y para $\Delta\nu = 6.5$ GHz para ilustrar los comportamientos más significativos del mapa.

La dinámica de P1 que aparece a bajas potencias de inyección, surge cuando el láser inyectado entra en resonancia con la frecuencia correspondiente a la desintonía entre el láser maestro y el láser esclavo. Por tanto, esta dinámica dará lugar a peines de frecuencias cuyas líneas estarán separadas el valor de la desintonía en frecuencia entre los dos láseres.

La dinámica de P2 se caracteriza por el nacimiento de picos a la frecuencia mitad de un P1, doblándose por tanto el periodo de la señal. De manera análoga, el P4 se caracteriza por la aparición de picos a la frecuencia mitad del periodo 2, es decir, que están separados entre sí $1/4$ de la frecuencia correspondiente a un P1.

A continuación se muestran en la Figura 5.3 los espectros ópticos obtenidos para una desintonía constante e igual a $\Delta\nu = 6.5$ GHz a medida que se aumenta la potencia de inyección. Se ha representado con una línea roja la frecuencia de la inyección, es decir, f_{TL} .

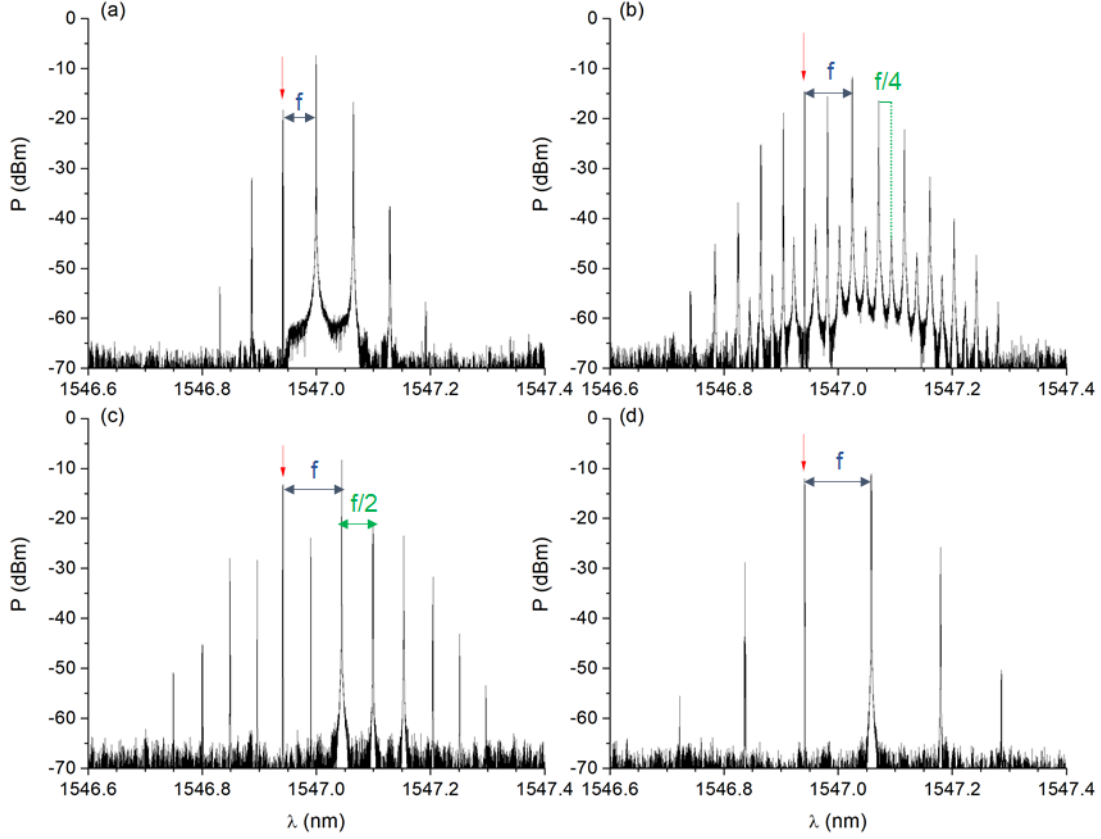


Figura 5.3: Espectros ópticos a $\Delta\nu = 6.5$ GHz para diferentes potencias de inyección: (a) $P_{iny}=8.6 \mu\text{W}$, (b) $P_{iny}=137.3 \mu\text{W}$, (c) $P_{iny}=315.6 \mu\text{W}$ y (d) $P_{iny}=591.5 \mu\text{W}$. Se ha representado con una línea roja la frecuencia de la inyección.

Cuando la $P_{iny}=8.6 \mu\text{W}$ puede observarse en la Figura 5.3 (a) un espectro característico de una situación de P1. Como puede verse los picos están equiespaciados una frecuencia $f=8.13$ GHz. Esta frecuencia es mayor que la desintonía ($\Delta\nu = 6.5$ GHz). Esto debe su origen a un fenómeno conocido como *frequency pushing*. Éste ocurre porque al aumentar la potencia de inyección, aumentan las recombinaciones estimuladas disminuyendo la densidad de portadores y aumentando el índice de refracción, lo cual provoca una disminución en la frecuencia a la que emite el DML. Como en este caso $\Delta\nu = f_{TL} - f_{DML} > 0$, el pico del láser sintonizable se encuentra a una frecuencia mayor que el láser esclavo $f_{DML} < f_{TL}$, por lo que la disminución de la frecuencia f_{DML} implica que el pico de emisión se aleje del pico del láser sintonizable. Esto explica que la separación de los picos aumente a medida que aumenta la potencia inyectada. Por tanto, sólo cuando la potencia de inyección es muy baja, las líneas de P1 estarán equiespaciadas exactamente el valor de la desintonía.

Por tanto, a medida que se aumenta la potencia de inyección, debido al fenómeno de *frequency pushing*, la separación en frecuencia de los picos correspondientes a un P1 aumenta. Sin embargo y para simplificar la explicación, se llamará f a la frecuencia correspondiente a un P1, siendo conscientes de que a medida que aumenta la potencia inyectada esta f aumentará. La Figura 5.3 (b) muestra el espectro obtenido cuando la $P_{iny}=137.3 \mu\text{W}$. En este espectro puede observarse la aparición de nuevos picos a fre-

cuencias $f/4$ siendo en este caso su separación igual a $f/4=3$ GHz. Aumentando más la potencia inyectada a $315.6 \mu\text{W}$, se observa como los picos de menor intensidad que aparecían en la Figura 5.3 (b) han desaparecido y en su lugar sólo aparecen picos separados una frecuencia $f/2=7$ GHz. Este espectro es por tanto característico de una situación de P2. Finalmente, se vuelve a encontrar un periodo 1 a partir de $P_{iny}=542.6 \mu\text{W}$ tal y como se muestra en la Figura 5.3 (d) siendo ahora la separación entre los picos $f=15.14$ GHz. Comparando las figuras 5.3 (a) y 5.3 (d) puede observarse claramente como a medida que aumenta la potencia inyectada, la separación entre los picos correspondientes al P1 aumenta.

Esta figura ilustra, por tanto, cómo es posible generar peines de frecuencia ópticos con inyección óptica y cómo el número de líneas y el espaciado entre ellas, puede ajustarse cambiando los parámetros de la inyección. A partir de $P_{iny}=3758 \mu\text{W}$ el láser termina por bloquearse, comportamiento que se tratará más adelante. Cabe destacar que, al igual que en el caso de encendido por ganancia, sólo se han considerado líneas de emisión aquellas que están 10 dBm o más por encima del ruido.

Volviendo a la Figura 5.2, para $\Delta\nu = -3$ GHz, a potencias de inyección bajas se observa de nuevo periodo 1. A partir de $P_{iny} = 3.98 \mu\text{W}$ se alcanza una zona de caos, donde el espectro óptico se vuelve ancho y adquiere un perfil irregular donde apenas se distinguen picos de emisión. Un espectro característico de esta situación se muestra en la Figura 5.4 (a) para una $P_{iny}=5.3 \mu\text{W}$. Cuando se alcanza una potencia de inyección $P_{iny}=7.07 \mu\text{W}$, el espectro óptico muestra que se ha alcanzado una región de bloqueo, que se caracteriza porque el láser esclavo pasa a emitir a la frecuencia de emisión del láser maestro, por lo que se obtiene una única línea de emisión a f_{TL} . Un espectro característico de esta situación se muestra en la figura 5.4 (b) para una $P_{iny}=12.85 \mu\text{W}$. Posteriormente, a $P_{iny} = 33.63 \mu\text{W}$ en el espectro vuelven a aparecer líneas equiespaciadas correspondientes a un periodo 1 y por tanto a un peine de frecuencias. Un espectro característico de esta situación se muestra en la figura 5.4 (c) para una $P_{iny}=250.0 \mu\text{W}$. Finalmente, el láser se vuelve a bloquear a $P_{iny}=1430 \mu\text{W}$ (espectro no mostrado).

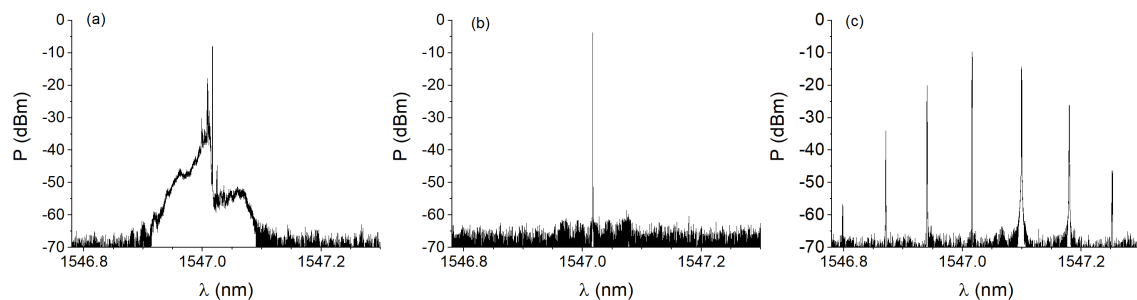


Figura 5.4: Espectros ópticos a $\Delta\nu = -3$ GHz para diferentes potencias de inyección: (a) $P=5.3 \mu\text{W}$, (b) $P=12.85 \mu\text{W}$ y (c) $P=250.0 \mu\text{W}$.

De forma general, en la Figura 5.2 se observa como la región de periodo 1 es dominante. El bloqueo tiene su mínimo en $\Delta\nu = 0$ GHz y se va extendiendo a $\Delta\nu < 0$ GHz y a potencias de inyección altas. Se encuentran regiones de caos a lo largo de $\Delta\nu$ positivas y negativas, a potencias de inyección de entre $0.1 \mu\text{W}$ y hasta alrededor de $100 \mu\text{W}$. Los fenómenos de dinámica periódica de orden superior como el periodo 2 y el

periodo 4 se encuentran mayoritariamente a $\Delta\nu > 0$ GHz, a potencias de inyección entre aproximadamente $10 \mu\text{W}$ y alrededor de $500 \mu\text{W}$. Estos resultados están de acuerdo con los encontrados en las simulaciones realizadas en la Referencia [3].

5.2. Inyección de un peine de frecuencias óptico en el *DML* operando en onda continua

Como se acaba de ver, es posible generar peines de frecuencia inyectando la luz de un láser maestro en un láser esclavo emitiendo ambos en continua. El siguiente objetivo es analizar los peines de frecuencia que se obtienen, pero en este caso, estudiando la dinámica no lineal del láser *DML* operando en onda continua cuando es sometido a la inyección óptica de un peine de frecuencias óptico. En este caso el peine de frecuencias óptico es generado mediante inyección óptica del láser sintonizable *Cobrite* (láser maestro) en el *VCSEL* (láser esclavo). (Ver recuadro azul de la Figura 5.5)

La Figura 5.5 muestra el dispositivo experimental que se ha montado para inyectar un peine de frecuencias en el *DML*.

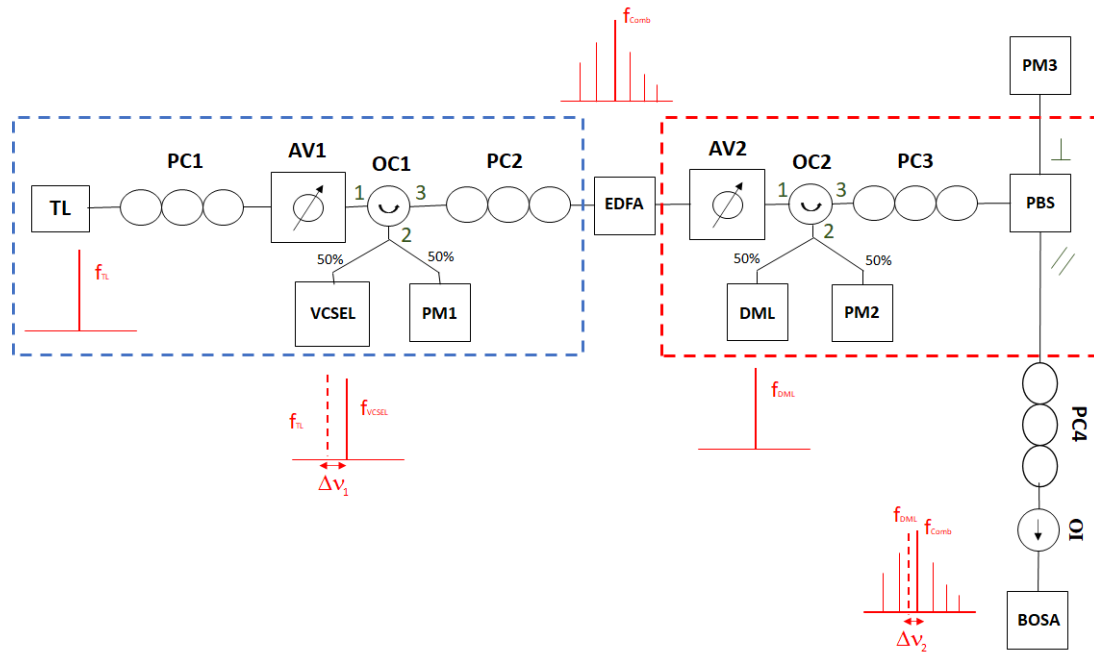


Figura 5.5: Dispositivo experimental utilizado para estudiar la dinámica no lineal encontrada en un *DML* operando en onda continua, cuando es sometido a la inyección óptica de un peine de frecuencias generado en un *VCSEL*. En rojo se representan los espectros en cada punto representativo del montaje experimental.

En el dispositivo experimental de la Figura 5.5 se pueden distinguir dos esquemas de inyección óptica uno a continuación del otro. El primero señalizado con un recuadro de color azul corresponde a la inyección del TL en el *VCSEL*, con el objetivo de generar un peine de frecuencias óptico en el mismo. En este caso el TL actúa como láser maestro y el *VCSEL* como esclavo. A continuación ese peine generado en el *VCSEL*, se usará

como maestro de la segunda etapa de inyección, recuadrada en color rojo, mientras que el *DML* actuará como láser esclavo. Se puede observar que ambos esquemas son una réplica del montaje experimental mostrado en la Figura 5.1. Es importante mencionar aquí que todos los láseres operan en onda continua, es decir a una I_{bias} constante. Ambos esquemas están conectados entre sí por medio de un Amplificador de Fibra Dopado con Erblio (EDFA). El objetivo de este EDFA es amplificar la señal del peine inyectado, es decir, conseguir mayores niveles de potencia óptica inyectada en el *DML*. Al haber dos inyecciones es necesario definir dos desintonías en frecuencia. La primera, la correspondiente a la diferencia de frecuencias entre el láser sintonizable y el *VCSEL*, es decir, $\Delta\nu_1 = f_{TL} - f_{VCSEL}$. La segunda, la correspondiente a la diferencia de frecuencias entre el pico más intenso del peine de frecuencias que actúa como láser maestro y el *DML*, $\Delta\nu_2 = f_{Comb} - f_{DML}$. (Ver Figura 5.5)

El ajuste experimental del montaje mostrado en la Figura 5.5 consta de varias fases. El primer paso consiste en encontrar unos valores de corriente y temperatura para el *VCSEL* y el *DML* tales que las longitudes de emisión de ambos estén lo suficientemente cercanas, de tal manera que $\Delta\nu_2$ pueda variarse entre -12 y 12 GHz dado que es el rango de desintonías donde se pretende analizar la dinámica no lineal. Para ello se fijó el *DML* a una I_{bias} =30 mA y una temperatura de 25 °C, dado que a estos valores se disponía de una caracterización completa del láser (ver capítulo 3.2). Siendo la longitud de onda de emisión del *DML* a esa corriente y temperatura 1546.95 nm, se ajustó el *VCSEL* a una temperatura de 28 °C y una I_{bias} =9.8 mA siendo su longitud de onda de emisión λ =1547.00 nm.

Una vez fijada la temperatura y la corriente del *VCSEL*, el siguiente paso consistía en ajustar la polarización de todo el dispositivo experimental. Para ello es importante tener en cuenta que el espectro de emisión del *VCSEL* monomodo presenta dos picos correspondientes a las dos polarizaciones del modo transversal. Estos dos picos están linealmente polarizados y son ortogonales entre sí. Sin embargo, se puede considerar que el *VCSEL* emite fundamentalmente en la dirección paralela ya que la polarización ortogonal se encuentra suprimida unos 40 dB con respecto a ésta [2]. La birrefringencia (diferencia en frecuencia entre ambas polarizaciones) del *VCSEL* empleado en este trabajo es de 30 GHz.

Por tanto, el controlador de polarización PC1 se ajusta de forma tal que la luz linealmente polarizada del TL coincida con la polarización paralela del *VCSEL*. De forma análoga el PC2 y el PC3 se ajustan maximizando el acoplamiento entre el peine del *VCSEL* y el *DML* en la dirección paralela. El PC4 se utiliza de nuevo para maximizar la intensidad medida en la dirección paralela del BOSA.

Una vez ajustada la polarización, el siguiente paso es generar un peine de frecuencias óptico en el *VCSEL* mediante la inyección óptica proveniente del láser sintonizable, para posteriormente inyectarlo en el *DML*. Dado que la potencia emitida por el TL se mantiene constante a 10 dBm, la potencia inyectada al *VCSEL* se varía por medio del atenuador variable AV1. En este caso el medidor de potencia PM1 permite monitorizar el valor real de la potencia inyectada a la entrada del *VCSEL*.

En primer lugar se buscó generar un peine de frecuencias en el *VCSEL* con 6 líneas

equiespaciadas una distancia de $f = 5.5$ GHz de tal manera que la separación de las mismas fuese cercana a las oscilaciones de relajación (ROF) del *DML* (recordamos que cuando la I_{bias} del *DML* es 30 mA, las ROF=6 GHz). Este peine se obtuvo cuando la potencia medida en el PM1 era de 1.139 mW y $\Delta\nu_1 = -2.5$ GHz.

El espectro del peine de frecuencias obtenido se muestra en la Figura 5.6. De ahora en adelante se ha señalado en los espectros ópticos con una flecha en rojo, la frecuencia correspondiente al pico más intenso del peine, f_{Comb} . Una vez obtenido el peine deseado, los parámetros del TL y del *VCSEL* permanecen constantes durante las medidas y es este peine el que se inyecta al *DML*.

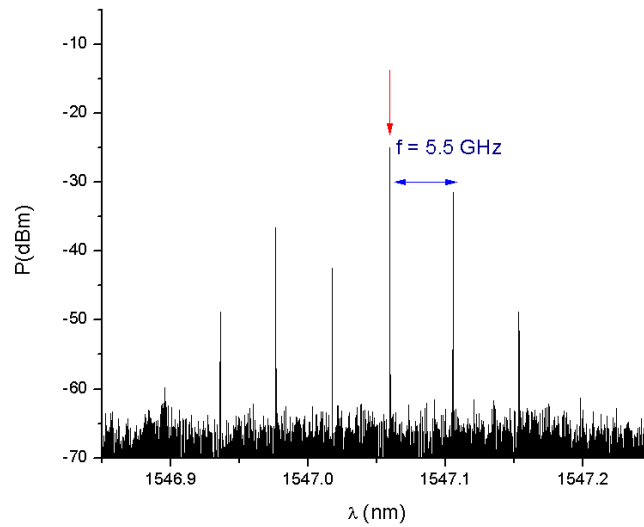


Figura 5.6: Espectro óptico del peine de frecuencias generado tras la primera inyección óptica del láser sintonizable en el *VCSEL*.

El objetivo final es la obtención del mapa de dinámica no lineal mostrado en la Figura 5.7 obtenido en el plano potencia inyectada (P_{iny}) frente a $\Delta\nu_2$ y analizar los peines de frecuencia obtenidos.

Como se vio en el Capítulo 3.2, la longitud de onda de emisión del *DML* y por tanto su frecuencia, cambian con la temperatura, es por ello que $\Delta\nu_2$ se varía cambiando la temperatura aplicada al *DML* manteniendo constante su $I_{bias} = 30$ mA. Por su parte el PM2, mide la potencia inyectada P_{iny} al *DML* proveniente del peine inyectado, la cual se ajusta mediante el atenuador variable AV2.

Al igual que en dispositivo experimental de la Figura 5.1 es muy importante no tocar las fibras durante el experimento.

Se ha medido para $\Delta\nu_2$ desde -12.5 GHz hasta 12.5 GHz con pasos de 1 GHz. Por otro lado, para cada $\Delta\nu_2$, se ha variado la potencia de inyección P_{iny} al *DML* con el AV2 y se ha medido en el PM2. Se ha medido desde una potencia de inyección nula, cuando la atenuación es máxima, hasta la máxima que se podía alcanzar, cuando la atenuación es mínima ($\sim 2000 \mu\text{W}$). Durante el proceso de medición, el EDFA estaba ajustado a 130 mA.

La Figura 5.7 muestra el mapa de dinámica no lineal obtenido al inyectar el peine de frecuencias de la Figura 5.6 en el *DML*.

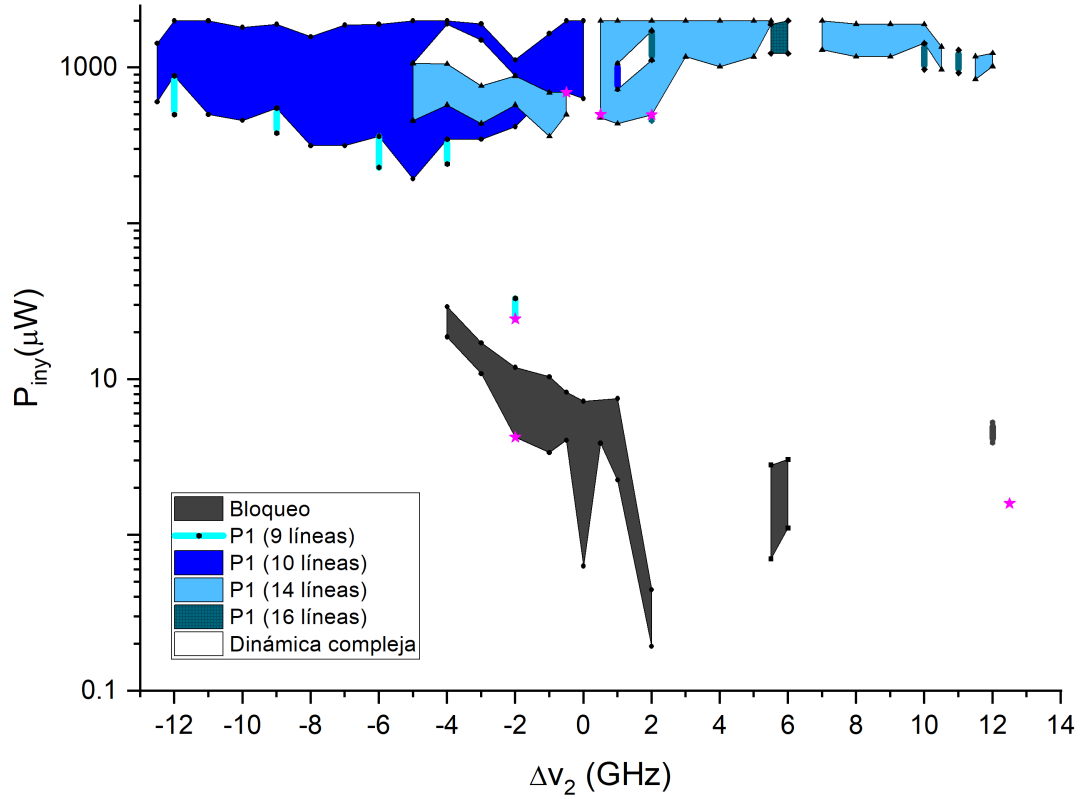


Figura 5.7: Mapa de las regiones dinámicas en función de P_{iny} y de $\Delta\nu_2$ cuando se inyecta un peine de frecuencias de 6 líneas con separación entre líneas de emisión $f=5.5$ GHz (se representan con estrellas las condiciones para las cuáles se han grabado los espectros ópticos que se muestran en el documento).

Esta región de dinámica compleja (en color blanco) incluye caos, periodo 2, periodo 3 y mezcla de ondas. La mezcla de ondas se caracteriza por la aparición de picos adicionales entre las líneas del peine de frecuencia separadas f . Estas líneas adicionales son consecuencia de una mezcla no lineal entre el espaciado de las líneas del peine inyectado (f) y la desintonía ($\Delta\nu_2$). No se han diferenciado estos fenómenos en el mapa puesto que el estudio que se va a realizar se centra en el estudio del bloqueo de inyección y del periodo 1. La Figura 5.8 ilustra un espectro óptico en el que se produce una mezcla de ondas cuando $\Delta\nu_2=12.5$ GHz y la $P_{iny}=1.59 \mu\text{W}$.

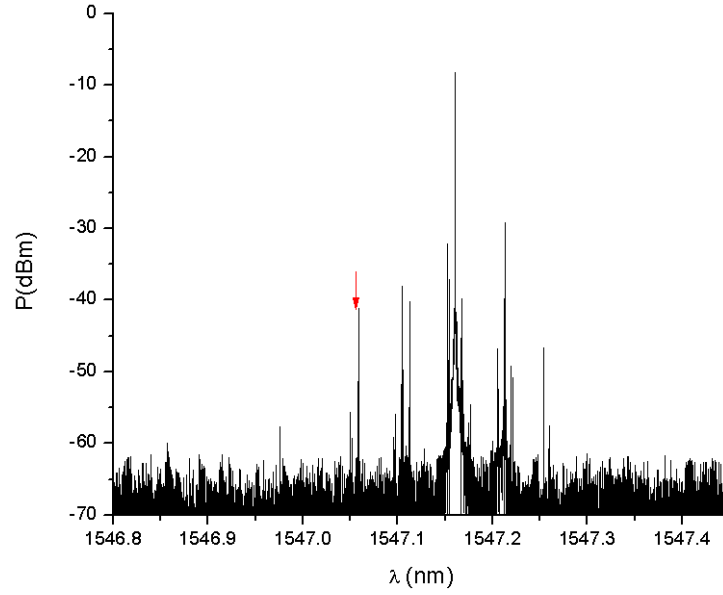


Figura 5.8: Espectro óptico a $\Delta\nu_2 = 12.5$ GHz para $P_{iny} = 1.59$ μ W.

Volviendo a la Figura 5.7, se puede observar la aparición de tres regiones de bloqueo en color gris oscuro. Es importante saber que cuando el láser maestro es un peine de frecuencias óptico, conseguir bloqueo concentrando toda la potencia óptica en una sola línea de emisión como ocurría en el caso de inyección de una única frecuencia (Figura 5.4 (b)) no es posible. Ahora el láser esclavo consigue bloquear a la línea del peine con la desintonía $\Delta\nu_2$ más pequeña. Generalmente, una vez bloqueado, esta línea del peine de frecuencias a la cual se ha bloqueado el láser esclavo, se amplifica y por ello a este tipo de bloqueo se le conoce en la literatura como amplificación selectiva [23]. Cuando se produce el bloqueo se obtiene, por tanto, un peine de frecuencias con las mismas líneas de emisión y separación que el inyectado.

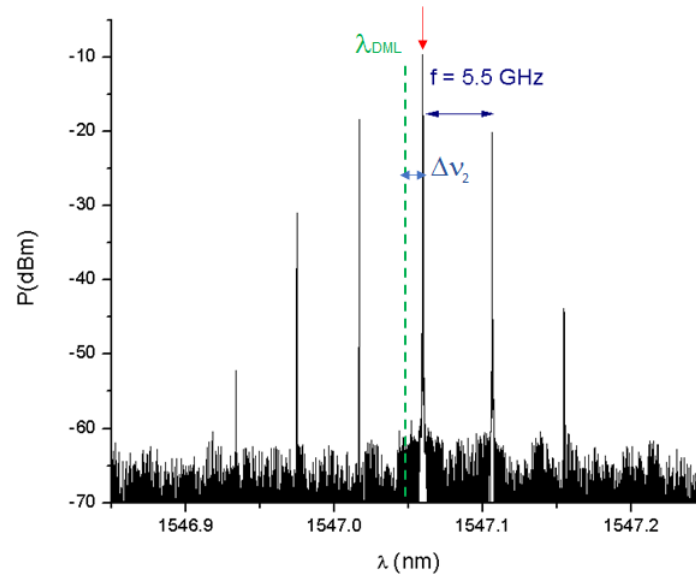


Figura 5.9: Espectro óptico a $\Delta\nu_2 = 2$ GHz para $P_{iny} = 4.245$ μ W.

En la Figura 5.9 se muestra el espectro óptico (en color negro) cuando se produce el bloqueo para $\Delta\nu_2 = -2$ GHz y $P_{iny} = 4.245 \mu\text{W}$. En verde se ha representado la longitud de onda de emisión del *DML* antes del bloqueo. Se puede observar como en este caso el *DML* se ha bloqueado a la línea central del peine inyectado (señalizada con la flecha roja) y como el espectro obtenido coincide con el de la inyección (ver Figura 5.6) con las líneas amplificadas. En la Referencia [23] se encuentran en general tantas regiones de amplificación selectiva o bloqueo como número de líneas tiene el peine de frecuencias ópticas inyectado. Eso se traduciría en este caso a seis zonas de bloqueo mientras que en la Figura 5.7 solo se encuentran tres. Además, cuando las líneas del peine de frecuencia son simétricas estas regiones son iguales, no sucediendo así en caso de inyección asimétrica [23]. En la Figura 5.6 se puede observar que las líneas del peine de frecuencias son asimétricas, por lo que se explica entonces que las regiones de bloqueo encontradas en la Figura 5.7 lo sean. Se observa que las tres regiones de bloqueo encontradas están a $\Delta\nu_2 > 0$ GHz. En concreto aparecen a las frecuencias de las oscilaciones de relajación y sus múltiplos. Se observa como la región de bloqueo que aparece a $\Delta\nu_2 = 0$ GHz es la más amplia, correspondiendo con la línea del peine de frecuencias inyectado de mayor amplitud. Esta región se extiende hacia $\Delta\nu_2$ negativos (hasta -4 GHz) a medida que aumenta la potencia de inyección y a $\Delta\nu_2$ positivos (hasta 2 GHz) para bajas potencias de inyección. Comparando el tamaño de la región de bloqueo que aparece a 6 GHz y a 12 GHz, se puede observar que el tamaño de la región de bloqueo parece estar relacionado con la amplitud de las líneas del peine de frecuencias a las que el láser esclavo se bloquea, ya que la región a 6 GHz se corresponde con el bloqueo a la segunda línea de emisión dominante (la que está a la derecha de la marcada en rojo en la Figura 5.6) y la región de 12 GHz se corresponde con el bloqueo a la línea de emisión más a la derecha en la Figura 5.6. Sin embargo, llama la atención que no aparezcan regiones de bloqueo para $\Delta\nu_2 = -6$ y -12 GHz.

Atendiendo ahora a los periodo 1 encontrados en la Figura 5.7, se observa que se encuentran cuatro regiones diferentes según su número de líneas para potencias de inyección superiores a $190 \mu\text{W}$. Para $\Delta\nu_2$ negativos los peines de frecuencia de periodo 1 con 10 líneas son los dominantes, seguidos por otra región que se extiende desde los -5 GHz hasta 0 GHz y que se caracteriza por la existencia de peines de frecuencia de 14 líneas. Sin embargo, a $\Delta\nu_2$ positivos, los peines de frecuencia con 14 líneas se hacen dominantes mientras que el peine de frecuencia con 10 líneas desaparece, excepto a $\Delta\nu_2 = 1$ GHz donde se puede observar una línea correspondiente a esta dinámica. Para $\Delta\nu_2$ más grandes, nuevas regiones delimitadas por líneas junto con una pequeña isla a $\Delta\nu_2 = 5.5$ y 6 GHz muestran peines con un mayor número de líneas, en este caso 16. Regiones delimitadas por líneas de peines de frecuencia de periodo 1 con 9 líneas aparecen también para $\Delta\nu_2$ negativos. Estas regiones aparecen delimitadas por líneas porque no se ha podido determinar su tamaño debido a la precisión con la que se han hecho las medidas.

En la Figura 5.10 se muestran los espectros ópticos característicos de las situaciones descritas anteriormente. Así en la Figura 5.10 (a) puede observarse un peine de P1 formado por 10 líneas cuando el $\Delta\nu_2 = -0.5$ GHz y la $P_{iny} = 693 \mu\text{W}$. Cuando $\Delta\nu_2 = 0.5$ GHz y la $P_{iny} = 501 \mu\text{W}$, la Figura 5.10 (b) muestra el peine característico de un P1 de 14 líneas. Las Figuras 5.10 (c) y 5.10 (d) muestran los peines de P1 obtenidos con 9 y 16 líneas cuando $\Delta\nu_2 = -2$ GHz y $P_{iny} = 24.27 \mu\text{W}$ y cuando $\Delta\nu_2 = 2$ GHz y $P_{iny} = 497 \mu\text{W}$,

respectivamente. Estos espectros aparecen indicados con estrellas rosas en la Figura 5.7.

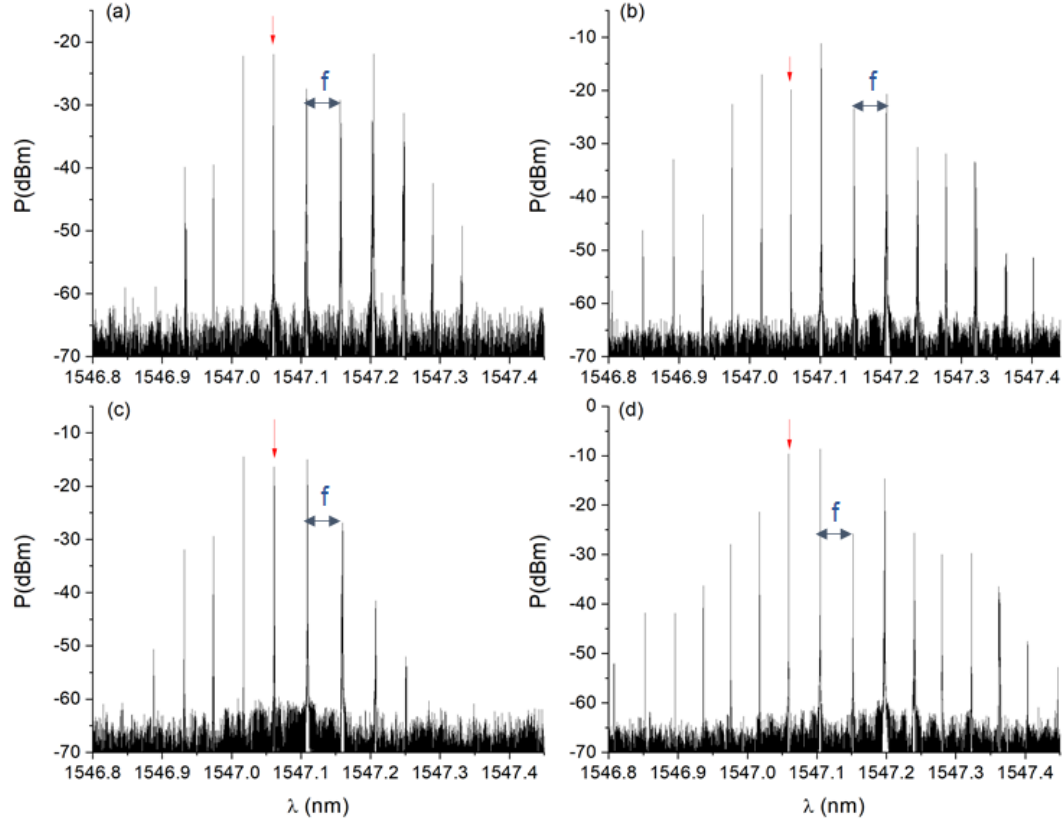


Figura 5.10: Espectros ópticos de periodo 1 para: (a) $\Delta\nu_2 = -0.5$ GHz y $P_{iny} = 693$ μ W, (b) $\Delta\nu_2 = 0.5$ GHz y $P_{iny} = 501$ μ W, (c) $\Delta\nu_2 = -2$ GHz y $P_{iny} = 24.27$ μ W y (d) $\Delta\nu_2 = 2$ GHz y $P_{iny} = 497$ μ W.

Una diferencia importante con respecto a los peines obtenidos con inyección simple (Sección 5.1) es que tal y como se muestra en la Figura 5.10 todos los peines de frecuencia de periodo 1 tienen una separación entre sus líneas de 5.5 GHz, independientemente del número de líneas que presenten, del valor $\Delta\nu_2$ o de la P_{iny} , es decir, que la separación de las líneas de los peines P1 obtenidos es siempre igual a la separación de las líneas del peine maestro, es decir, f . Cabe destacar por tanto que para una $I_{Bias} = 30$ mA y $f = 5.5$ GHz, modificando los parámetros de inyección: potencia inyectada al DML y $\Delta\nu_2$, es posible obtener peines de frecuencia con un ancho de banda hasta 2.7 veces mayor que el peine inyectado (16 líneas frente a las 6 del peine inyectado), lo cual resulta de interés por ejemplo para aplicaciones de espectroscopía o de comunicaciones ópticas, tal y como se explica en el Sección 1.2.3.

A continuación se realizó un estudio más exhaustivo de la dinámica no lineal encontrada usando el mismo dispositivo experimental para $\Delta\nu_1 = 2.3$ GHz y $P_{iny} = 720.6$ μ W, de forma que esta vez se inyectó un peine de frecuencias ópticas asimétrico de 6 líneas con un espaciado entre líneas igual a la frecuencia de oscilaciones de relajación, es decir, 6 GHz. Su espectro se muestra en la Figura 5.11.

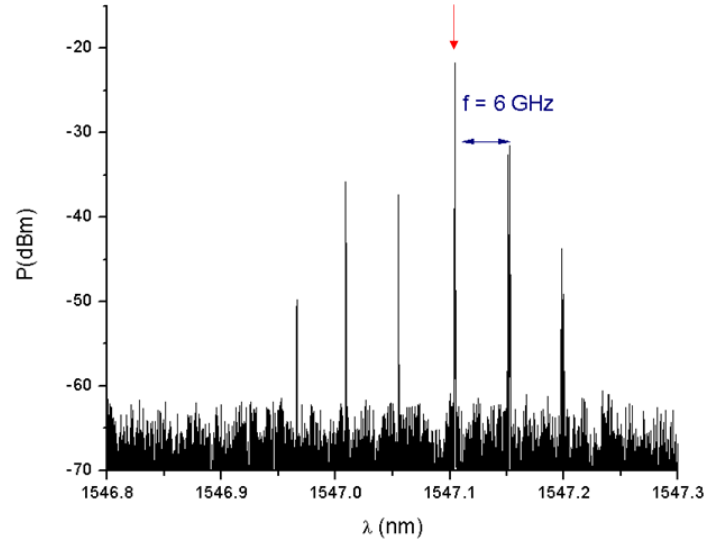


Figura 5.11: Espectro óptico del peine de frecuencias generado tras la primera inyección óptica del láser sintonizable en el VCSEL.

Realizando las medidas de la misma forma que en la Figura 5.7 se obtuvo el siguiente mapa de dinámica no lineal.

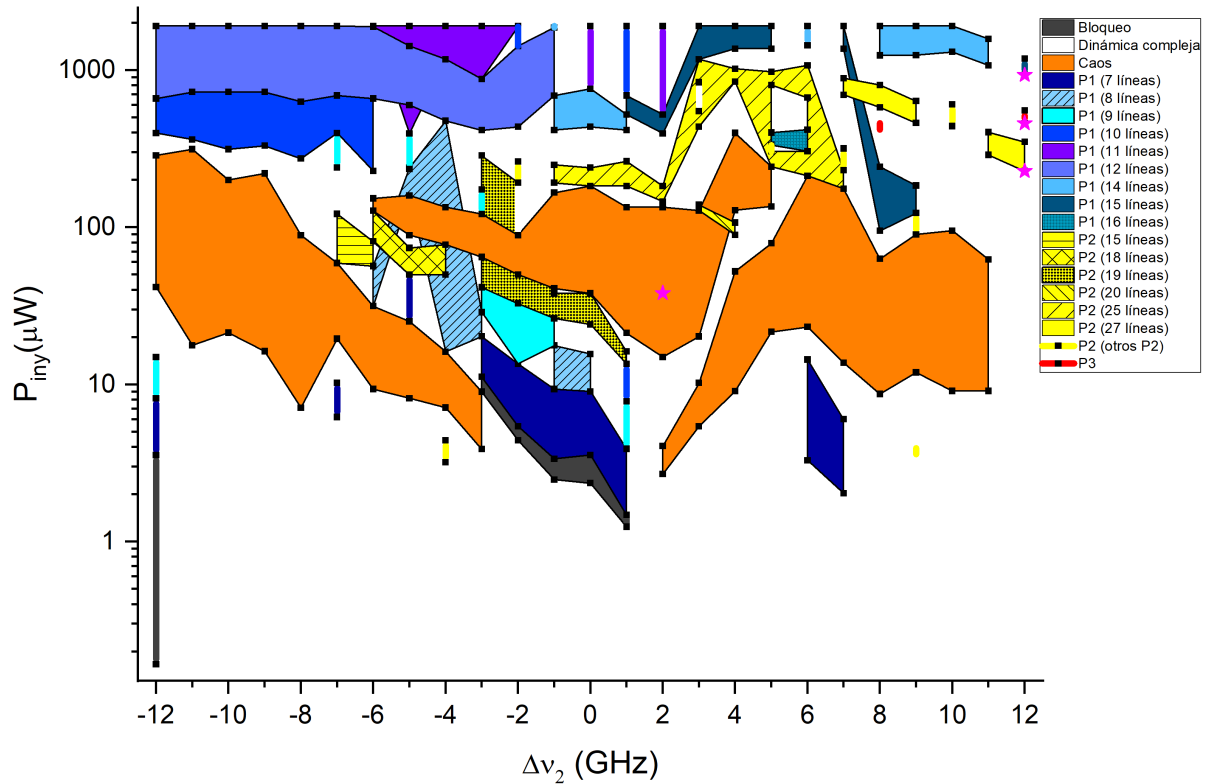


Figura 5.12: Mapa de las regiones dinámicas en función de P_{iny} y de $\Delta\nu_2$ cuando se inyecta un peine de frecuencias con separación entre líneas de emisión $f=6$ GHz (se representan con estrellas las condiciones para las cuáles se han grabado los espectros ópticos que se muestran en el documento).

En la Figura 5.12 se representan en colores azules todos los peines de frecuencia de periodo 1 y en colores amarillos los peines de frecuencia de periodo 2. Se puede observar que ambos son los tipos de peines más extendidos.

Se puede apreciar que la región de peines de P1 con 10 líneas, al igual que en el caso anterior, sólo existe a $\Delta\nu_2$ negativos y dos líneas a $\Delta\nu_2 = 1$ GHz. Sin embargo, la región a desintonías negativas es ahora más pequeña. De igual manera las regiones del peine de P1 y 14 líneas se ven reducidas con respecto al mapa anterior apareciendo ahora dos pequeñas regiones entre -1 y 1 GHz y entre 8 y 11 GHz. El peine de P1 de 16 líneas aparece en el mismo rango de desintonías, pero a potencias de inyección más bajas. El P1 de 9 líneas sigue existiendo a $\Delta\nu_2$ negativos como en el caso anterior, aunque en este caso se aprecia en una región un poco más amplia entre -3 y -1 GHz. Una pequeña línea aparece a $\Delta\nu_2 = 1$ GHz. Además, comparando este mapa con el anterior, se observa que cuando el espaciado de las líneas del peine de frecuencias de la inyección coincide con la frecuencia de las oscilaciones de relajación, se puede observar en el mapa la existencia de nuevos peines de P1 con 7, 8, 11, 12, y 15 líneas. Sin embargo, el ancho de banda máximo obtenido en este caso es el mismo que el obtenido para una $f=5.5$ GHz, es decir, 2.7 veces mayor que el peine inyectado (ya que el P1 de mayor número de líneas es también 16). También se observa en este caso que dependiendo de la desintonía es posible obtener P1 a potencias de inyección más bajas (del orden de unos pocos μW) que para el caso de $f=5.5$ GHz donde sólo aparece P1 para potencias de inyección mayores de $190 \mu\text{W}$.

En este caso, la región de bloqueo se extiende desde -3 GHz a 1 GHz aumentando la potencia de inyección necesaria para conseguir bloqueo a medida que la desintonía se hace mas negativa. Además, se ha observado una línea de bloqueo a -12 GHz. Se observa por tanto la asimetría de las regiones de bloqueo asociada a la asimetría del peine inyectado [23]. Sin embargo y en contra de lo que sucedía en el caso anterior, no aparece bloqueo para desintonías positivas.

Además, y para todos los $\Delta\nu_2$ se observan amplias regiones de caos (en color naranja) para valores de potencia comprendidos entre $2.69 \mu\text{W}$ y $400 \mu\text{W}$.

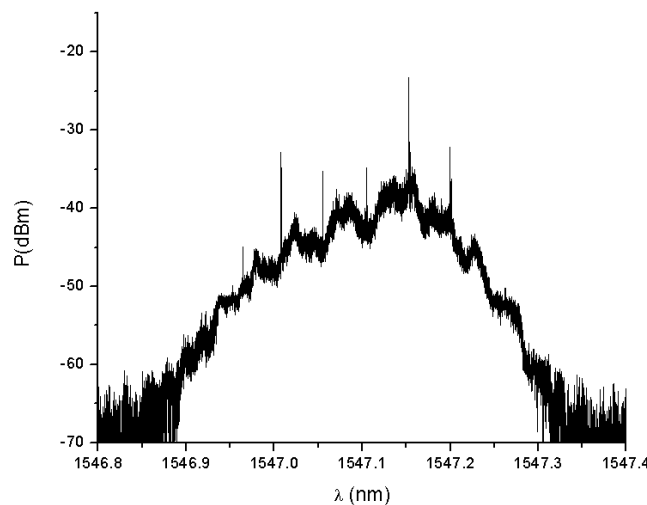


Figura 5.13: Espectro óptico característico de un régimen de caos, a $\Delta\nu_2 = 2$ GHz para $P_{iny}=38.10 \mu\text{W}$.

La Figura 5.13 muestra un caso de caos encontrado en el mapa de la Figura 5.12 y señalado con una estrella rosa. Tal y como se observa, los espectros de caos se caracterizan por ser espectros anchos con un amplio pedestal en el cual algunas líneas del peine de frecuencia, separadas una frecuencia de repetición f , son todavía visibles.

Se han representado en color amarillo las distintas regiones de periodo 2 clasificadas según el número de líneas del peine. Un peine de frecuencias de P2, se caracteriza por el nacimiento de picos a frecuencia mitad, es decir a $f/2$. Las regiones de P2 delimitadas con una línea, representan peines de P2 con un número de líneas diferente a las regiones descritas en la leyenda. De nuevo por ser regiones muy pequeñas y dada la precisión con la que se han hecho las medidas no se han podido determinar sus límites. Puede observarse también como a 8 y 12 GHz se observan pequeñas líneas correspondientes a un P3, siendo en este caso la separación entre las líneas del peine $f/3$.

Para ilustrar espectros ópticos característicos de un peine de P1, P2 y P3, se ha escogido una desintonía $\Delta\nu_2=12$ GHz y tres valores de potencia inyectada, señalizados en el mapa de la Figura 5.12 con estrellas rosas.

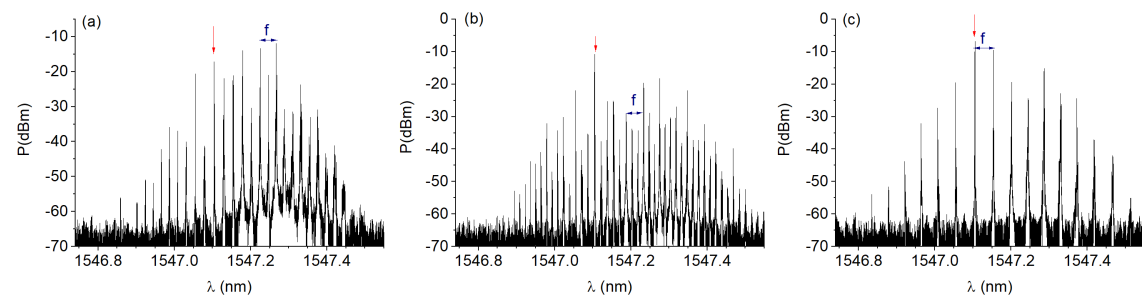


Figura 5.14: Espectros ópticos a $\Delta\nu_2 = 12$ GHz para: (a) $P_{iny}=227.8 \mu\text{W}$, (b) $P_{iny}=460.0 \mu\text{W}$ y (c) $P_{iny}=931.4 \mu\text{W}$.

En la Figura 5.14 se muestran los espectros ópticos obtenidos para $\Delta\nu_2 = 12$ GHz a medida que aumenta la potencia de inyección. Para una potencia de $227.8 \mu\text{W}$ se puede observar en la Figura 5.14 (a) un ejemplo de P2 de 27 líneas. Puede observarse que entre las líneas del peine separadas una frecuencia f aparecen nuevas líneas a la frecuencia mitad. En la figura sólo aparecen 26 líneas. Como puede observarse a bajas longitudes de onda, falta un pico correspondiente a una longitud de onda de 1546.876 nm . La razón es que estos picos de potencia que se encuentran sólo 10 dB por encima del ruido son muy sensibles a las fluctuaciones de potencia del espectro óptico. De esta manera aparecen y desaparecen de forma intermitente. Aumentar la potencia de inyección hasta $460 \mu\text{W}$ conduce a un peine de P3 (Figura 5.14 (b)). Puede verse en el espectro óptico la existencia de dos nuevas líneas equiespaciadas entre los picos del peine separados f . Finalmente, para una potencia de inyección $931.4 \mu\text{W}$ (Figura 5.14 (c)), se obtiene dinámica de P1, donde todas las líneas están equiespaciadas una frecuencia f , es decir, la correspondiente al peine inyectado.

Al comparar el mapa de la Figura 5.7 con el de la Figura 5.12 las regiones de periodo 1 y de bloqueo presentan grandes discrepancias. Estas diferencias pueden ser debidas a que el sistema presente una gran sensibilidad a la separación de las líneas del peine inyectado dada su cercanía a las oscilaciones de relajación del *DML*.

Capítulo 6

Conclusiones

Se ha realizado un estudio de las diferentes regiones de dinámica no lineal encontradas en un láser de emisión lateral (*DML*), prestando especial interés a la generación de peines de frecuencia óptica. Para ello se han utilizado dos técnicas diferentes: encendido por ganancia e inyección óptica.

Se ha comprobado experimentalmente que utilizando la técnica de encendido por ganancia es posible generar peines de frecuencia de manera sencilla simplemente cambiando la amplitud (V_{RF}) y la frecuencia de modulación (f_m) de la corriente de RF aplicada al *DML*. Se han realizado medidas para dos corrientes de bias distintas, obteniendo los mapas que ilustran los distintos tipos de peines de frecuencia obtenidos en el plano V_{RF} frente a f_m . Además, se han recogido trazas temporales y espectros ópticos para ilustrar los diferentes comportamientos encontrados y el origen de estos. Se ha observado que el espaciado de las líneas del peine viene dado por f_m y que a medida que aumenta la amplitud de modulación se obtienen peines de frecuencia con un mayor número de líneas de emisión y con mayor ancho espectral, lo cual les confiere gran calidad en lo referido a sus aplicaciones en comunicaciones ópticas y espectroscopía. También se ha observado que para amplitudes de modulación elevadas, los peines de frecuencia llegan a destruirse debido a que la corriente aplicada al láser no alcanza el umbral en ciertos momentos. Este fenómeno se produce para amplitudes más bajas a medida que disminuye la corriente de bias. Finalmente, se ha encontrado una relación entre la aparición de fenómenos de dinámica compleja y las frecuencias de las oscilaciones de relajación.

A continuación se ha estudiado la dinámica no lineal encontrada en un *DML* cuando es sometido a la inyección óptica de una única frecuencia proveniente de un láser sintonizable operando ambos en onda continua. Los resultados se analizaron en función de la potencia de inyección y la desintonía entre ambos láseres. Con esta técnica no solo se han generado peines de frecuencia de periodo 1 y periodo 2, sino que también se ha encontrado periodo 4, zonas de bloqueo a la inyección y regiones de comportamiento caótico; todas ellas además en excelente concordancia con simulaciones realizadas para condiciones similares [3]. En este caso se ha observado que sólo a P_{iny} pequeñas la separación de las líneas del peine coincide con la desintonía entre el láser maestro y el esclavo. A medida que aumenta la P_{iny} la separación entre las líneas del peine crece. El número de líneas depende tanto de la P_{iny} como de la desintonía.

Posteriormente, se ha investigado el efecto de inyectar un peine de frecuencias en el

DML emitiendo en onda continua. Para ello, mediante inyección óptica, se ha generado un peine de frecuencias en un *VCSEL* utilizado como láser esclavo y posteriormente se ha realizado la inyección óptica de dicho peine en el *DML*. Se han realizado dos mapas de dinámica no lineal. En primer lugar para un peine inyectado cuyas líneas estaban separadas una frecuencia muy cercana a las oscilaciones de relajación: $f = 5,5$ GHz y otro para un peine cuyas líneas estaban separadas exactamente la frecuencia de las oscilaciones de relajación: $f = 6$ GHz. Los mapas de dinámica no lineal obtenidos, muestran claras diferencias con respecto al caso de inyección simple. Para el caso del peine separado una frecuencia $f = 5,5$ GHz, el estudio de las medidas realizadas se centra principalmente en el bloqueo de inyección y en los peines de frecuencia de periodo 1. En el caso del bloqueo se han encontrado regiones asimétricas a desintonías positivas, coincidiendo con la frecuencia de las oscilaciones de relajación y de sus múltiplos y cuyo tamaño está relacionado con la amplitud de los picos de emisión del peine de frecuencias inyectado. Se han encontrado además peines de periodo 1 con distinto número de líneas de emisión, y con anchos de banda mayores que el del peine inyectado. Para el caso del peine separado una frecuencia $f = 6$ GHz, se ha realizado un estudio más exhaustivo de todos los comportamientos observados. Se observan grandes discrepancias en las regiones de periodo 1 con respecto al caso $f = 5,5$ GHz (más variedad en el número de líneas de emisión y encontrados a potencias de inyección más bajas) y en el bloqueo (encontrado ahora a desintonías negativas). Estas diferencias pueden ser debidas a que el sistema presente una gran sensibilidad a la separación de las líneas del peine inyectado dada su cercanía a las oscilaciones de relajación del *DML*. Sin embargo el ancho de banda máximo de los peines obtenidos en el régimen de P1 es el mismo para $f = 5,5$ GHz y para $f = 6$ GHz. En contraste con el caso de inyección simple cuando se inyecta un peine de frecuencias, los peines de dinámica P1 obtenidos en el láser esclavo presentan una separación entre sus líneas igual a la separación del peine maestro, manteniéndose constante tanto con la potencia de inyección como con la desintonía.

De cara a futuros estudios, sería interesante:

- Caracterizar en detalle la dinámica compleja del mapa de la Figura 5.7 para compararlo con el mapa de la Figura 5.12.
- Analizar la dinámica no lineal encontrada cuando se inyectan peines con un espaciado en frecuencias más alejado del valor de la frecuencia de oscilaciones de relajación en un *DML* operando en continua.
- Analizar el efecto de la inyección de un peine simétrico (es decir, un peine cuyas líneas tienen todas la misma potencia).
- Inyectar un peine en otro peine obtenidos mediante la combinación de las técnicas utilizadas en este trabajo.

Bibliografía

- [1] España, M. C. (2005). *Comunicaciones Ópticas: Conceptos esenciales y resolución de ejercicios*. Diaz de Santos.
- [2] Hurtado, A., Quirce, A., Valle, A., Pesquera, L., & Adams, M. J. (2010a). Nonlinear dynamics induced by parallel and orthogonal optical injection in 1550 nm Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers (VCSELs). *Optics Express*, 18(9), 9423–9428. <https://doi.org/10.1364/oe.18.009423>
- [3] Díez, J., & Valle, A. (2019, septiembre). *Simulación de peines de frecuencia óptica generados por láseres de semiconductor*. Trabajo de Fin de Grado, Universidad de Cantabria.
- [4] Gutiérrez, M. D. (2017, septiembre). *Development and Investigation of Optical Frequency Combs for Photonic Communication Systems*. PhD thesis, Dublin City University.
- [5] Quirce, A. (2010, diciembre). *Dinámica de polarización y modos transversales de VCSELs sometidos a inyección óptica*. Tesis Doctoral, Universidad de Cantabria.
- [6] Paschotta, R. (2021, 17 julio). Free Spectral Range. 2021 RP Photonics Consulting GmbH. https://www.rp-photonics.com/free_spectral_range.html
Accedido por última vez: 3 de septiembre de 2021
- [7] Arieli, R. (s. f.). Capítulo 4 : Cavidad Óptica y Modos Láser. En *The Laser Adventure* (pp. 1–17). Universidad de Murcia.
- [8] Quirce, A., & Valle, A. (2018, julio). *Biestabilidad en la polarización de láseres de cavidad vertical inducida por inyección óptica*. Trabajo de Fin de Carrera, Universidad de Cantabria.
- [9] Rosado, A. (2019). *Experimental and Theoretical Study of the Optical Frequency Combs Generated by Gain-Switching of Semiconductor Lasers*. Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Madrid.
- [10] Ángel Valle. *Apuntes de fotónica*. Asignatura 4º del Grado en Física. Universidad de Cantabria.
- [11] Rosado, A., Pérez-Serrano, A., Tijero, J. M. G., Valle, Á., Pesquera, L., & Esquivias, I. (2019). Enhanced optical frequency comb generation by pulsed gain-switching of optically injected semiconductor lasers. *Optics Express*, 27(6), 9155–9163. <https://doi.org/10.1364/oe.27.009155>

- [12] Quirce, A., Rosado, A., Diez, J., Valle, A., Perez-Serrano, A., Tijero, J. M. G., Pesquera, L., & Esquivias, I. (2020). Nonlinear Dynamics Induced by Optical Injection in Optical Frequency Combs Generated by Gain-Switching of Laser Diodes. *IEEE Photonics Journal*, 12(4), 1–14. <https://doi.org/10.1109/jphot.2020.3009450>
- [13] Luz Wavelabs. (2019, 4 julio). *Modular Platform for Photonics Instrumentation*. <https://luzwavelabs.com/modular-platform/>
Accedido por última vez: 3 de septiembre de 2021
- [14] CoBrite DX1 – Tunable Laser. (s. f.). ID-PHOTONICS. https://id-photonics.com/images/stories/PDF/Data_sheet_CBDX1-x-x-xx.pdf
Accedido por última vez: 3 de septiembre de 2021
- [15] Aragon Photonics. (s. f.). *BOSA: High Resolution Optical Spectrum Analyzer based on Stimulated Brillouin Scattering*.
- [16] Aragon Photonics. (2012). *High Resolution Optical Spectrum Analyzers Technology CATALOG 2012*.
- [17] Michael Chui - Skyblue Technology Ltd. (2021). *Amonics Product Catalog System*. Standard EDFA. <https://www.amonics.com/product/10>
Accedido por última vez: 3 de septiembre de 2021
- [18] Herbert, C., Anandarajah, P., Perry, P., Jones, D., Kaszubowska-Anandarajah, A., Barry, L., Kelly, B., O'Carroll, J., O'Gorman, J., Rensing, M., & Phelan, R. (2009). Discrete mode lasers for communication applications. *IET Optoelectronics*, 3(1), 1–17. <https://doi.org/10.1049/iet-opt:20080028>
- [19] Gómez, M., & Valle, A. (2018, julio). *Caracterización experimental de láseres emisores de superficie de cavidad vertical (VCSEL)*. Trabajo de Fin de Carrera, Universidad de Cantabria.
- [20] *Thermal Rollover Effect in Quantum and Interband Cascade Lasers (QCLs and ICLs)*. (2019, 4 diciembre). QCLs and ICLs: Operating Limits and Thermal Rollover. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=14215
Accedido por última vez: 3 de septiembre de 2021
- [21] Ángel Valle: *VCSELs, curso de doctorado*. Universidad de Cantabria.
- [22] Liu, H. F., & Ngai, W. (1993). Nonlinear dynamics of a directly modulated 1.55 μm InGaAsP distributed feedback semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6), 1668–1675. <https://doi.org/10.1109/3.234419>
- [23] Doumbia, Y., Malica, T., Wolfersberger, D., Panajotov, K., & Sciamanna, M. (2020). Nonlinear dynamics of a laser diode with an injection of an optical frequency comb. *Optics Express*, 28(21), 30379. <https://doi.org/10.1364/oe.402120>