LÁSERES DE CAVIDAD VERTICAL Y EMISIÓN SUPERFICIAL EN ESPECTROSCOPÍA ATÓMICA DE ALTA RESOLUCIÓN EN LA LÍNEA D_1 DEL ^{87}Rb

Noelia Soledad Fernández

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Marzo 2017

TEMA: Láseres de Cavidad Vertical y Emisión Superficial en espectroscopía atómica de alta resolución en la línea D_1 del ^{87}Rb.

ALUMNA: Noelia Soledad Fernández.

LU N^o: 637/09.

LUGAR DE TRABAJO: Laboratorio de Iones y Átomos Fríos, Departamento de Física e Instituto Física Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Christian T. Schmiegelow.

FECHA DE INICIACIÓN: Marzo 2016.

FECHA DE FINALIZACIÓN: Marzo 2017.

FECHA DE EXAMEN:

INFORME FINAL APROBADO POR:

Autor	Jurado
Director	Jurado
Profesor de Tesis de Licenciatura	Jurado

Resumen

Este trabajo de tesis presenta la construcción de un sistema láser, utilizando un Láser de Cavidad Vertical y Emisión Superficial (VCSEL), y su posterior implementación en métodos de espectroscopía atómica de alta resolución en la línea D_1 del ^{87}Rb. La construcción del láser y las técnicas desarrolladas se enmarcan en el armado del nuevo Laboratorio de Iones y Átomos Fríos del Departamento de Física de la UBA e IFIBA - CONICET. Asimismo, son la base tanto de futuras investigaciones en relojes atómicos y patrones de frecuencia, como en el estudio de la interacción de haces estructurados con la materia.

Primero, se describe cómo fueron diseñadas, fabricadas e implementadas las partes mecánicas y la electrónica de control del láser. Esto incluye el soporte físico, estabilización en temperatura, alimentación en corriente y modulación en radiofrecuencia. Paso seguido, se presenta la caracterización de VCSELs de los fabricantes Thorlabs, Roithner y Vixar, con el objetivo de conocer en profundidad su funcionamiento y seleccionar el más adecuado para experimentos de espectroscopía láser, tanto lineal como no lineal. Se buscó para ello el VCSEL de mejores características de modulación en radiofrecuencia y régimen de operación en un único modo longitudinal del láser, resultando ser el del fabricante Vixar. Finalmente, se dan los resultados de la implementación del VCSEL en diferentes métodos de espectroscopía atómica de alta resolución, a saber, observación de fluorescencia resonante inducida por láser, espectroscopía de absorción y absorción saturada, Espectroscopía de Vapor Atómico Dicróico (DAVS) y Atrapamiento Coherente de Población (CPT).

Se encontró que el VCSEL utilizado es apropiado para la observación de fluorescencia resonante inducida por láser y para experimentos de espectroscopía de absorción atómica. Se encontraron limitaciones para su aplicación en espectroscopía de absorción saturada, dadas por el ancho de banda del VCSEL cuando es modulado en corriente. El método de espectroscopía DAVS pudo implementarse con éxito y se lograron resultados de caracterización de la dependencia de la señal DAVS con el campo magnético, que abren paso a líneas de trabajo a futuro. Si bien no se obtuvieron resultados esperados en CPT, en estos primeros experimentos la limitación encontrada se atribuyó al sistema de modulación en radiofrecuencia y/o de modulación de la corriente de entrada, y no al VCSEL utilizado.

Agradecimientos

A mi mamá, por haberme guiado desde temprano en la vida, por acompañarme en mis decisiones, por enseñarme el valor de la formación académica, por empujarme siempre a seguir y luchar por mis sueños. A mi hermano, por estar siempre presente y por compartir conmigo su visión práctica de la vida. A Norber, por su cálida orientación y sus invaluables consejos en estos últimos años.

A mis amigos, algunos repartidos alrededor del mundo, otros más cerca en distancia. Tanto a los que veo seguido como a los que no. Por haber sido gran parte de mi soporte emocional durante estos años. Por las locuras lindas. Por escucharme, entenderme y acompañarme. Con los que son de la facultad, por aquellos mates (o tés o cafés) en la Noriega. Por todo lo compartido con cada uno de ellos, que hoy forma parte de lo que soy.

A Christian Schmiegelow, por lo enseñado y por dirigirme en el aprendizaje de lo que conlleva hacer física experimental.

A Juan Pablo Paz, por darme la oportunidad de iniciar esta tesis.

A los miembros del jurado, Andrea Bragas, Jorge Codnia y Guillermo Quinteiro, por su importante aporte en el cierre de mi licenciatura.

A los docentes del Departamento de Física de la UBA, por haberme otorgado una formación académica de excelencia. En especial, quiero agradecer a Hernán Grecco, quien se mostró dispuesto a prestar oído y orientarme con mis inquietudes académicas y profesionales cuando lo necesité. También a María Andrea Barral, quien me acompañó y guió en mi primer experiencia en docencia universitaria, de la cual me llevo grandes aprendizajes.

A los investigadores y becarios del LEC, LPI, LSD y de CEILAP-CITEDEF, que estuvieron siempre dispuestos a dar una mano, ya sea prestando una herramienta de trabajo o para discutir algún tema relacionado a los experimentos en mi tesis.

A los torneros del Departamento de Física, Maxi y Santi, por la buena predisposición a ayudarme cuando necesité modificar alguna pieza en el momento. También a los pañoleros, en especial Ale Greco y Fede Frith, por ayudarme en cuestiones técnicas.

A la UBA, por brindar educación universitaria gratuita. Dentro de ella, a la FCEN, con la cual tengo una deuda infinita por la formación académica, profesional y personal que obtuve en sus aulas.

But still try,
for who knows what is possible...
Michael Faraday

Índice general

1. Introducción **1**

1.1. Láser de Cavidad Vertical y Emisión Superficial 3

1.2. Átomos alcalinos - Rubidio 4

1.3. Métodos espectroscópicos 6

2. Armado del láser **13**

2.1. Soporte mecánico y control de temperatura 13

2.2. Alimentación en corriente 15

2.3. Modulación en radiofrecuencia 17

2.4. Implementación en setup experimental 21

3. Caracterización del láser **23**

3.1. Técnicas 23

3.1.1. Analizador de espectro 24

3.1.2. Interferómetro Fabry-Pérot 24

3.2. Selección del VCSEL 29

3.2.1. Punto de partida 29

3.2.2. Dependencia en temperatura 31

3.2.3. Régimen mono- y multimodo 32

3.2.4. Estimación del ancho de banda 35

3.2.5. Modulación en radiofrecuencia 36

4. Espectroscopía en la línea D_1 del ^{87}Rb **39**

4.1. Observación de fluorescencia resonante 39

4.2. Absorción 41

4.2.1. Experimento 42

4.2.2. Identificación del espectro 43

4.2.3. Resultados 46

4.3. Absorción Saturada 48

4.3.1. Experimento 48

4.3.2. Resultados 49

4.4. DAVS 49

4.4.1. Experimento 49
4.4.2. Resultados 51
4.5. CPT 54
4.5.1. Experimento 54
4.5.2. Observación de las bandas laterales de modulación 55
4.5.3. Búsqueda de CPT escaneando la frecuencia del YIG 57
4.5.4. Búsqueda de CPT sintonizando el campo magnético 57

5. Conclusiones **61**

Apéndice A. Esquemáticos **63**
A.1. Controlador de Temperatura 64
A.2. Fuente de corriente (modelo 1) 65
A.3. Circuito asociado al sintentizador del YIG 66

Apéndice B. Controlador PLL basado en Arduino **67**

Apéndice E. Sobre la alineación del aislador óptico de Faraday **71**

Bibliografía **73**

Capítulo 1

Introducción

Con la invención del láser en 1960, fue posible observar procesos en los espectros atómicos y moleculares con una resolución y precisión sin precedentes, dando un paso importante hacia una mejor comprensión de la estructura de átomos y moléculas. La espectroscopía de precisión se convirtió pronto en un campo de investigación muy activo y en poco tiempo surgió el desarrollo de una amplia gama de diferentes técnicas espectroscópicas. En las últimas tres décadas, los nuevos desarrollos en tecnologías láser lograron un incremento en el alcance de resolución de la espectroscopía láser, abriendo el camino hacia una variedad de experimentos emocionantes, e.g., en el campo del enfriamiento láser y la captura de átomos.

El desarrollo de láseres semiconductores baratos y fiables ha tenido un gran impacto en diversos campos de la óptica. En particular, la creación del Láser de Cavidad Vertical y Emisión Superficial (VCSEL) tuvo fuerte repercusión en diversas aplicaciones donde la selección de modo y las características de modulación son cuestiones muy importantes (e.g, en espectroscopía láser y comunicación óptica). A diferencia de los diseños convencionales de diodos láser de emisión de bordes, los VCSELs tienen la posibilidad de operar en un único modo longitudinal del láser (régimen monomodo), sin la necesidad de agregar un selector de modos. Además, pueden fabricarse como parte de un conjunto de emisores en serie, haciendo más simple el proceso de producción. En general, los VCSELs requieren muy bajo consumo de potencia eléctrica para funcionar y, modulando directamente su corriente de entrada, se pueden lograr anchos de banda de modulación del orden de los GHz. La facilidad de uso y características de modulación que ofrecen los VCSELs son particularmente deseables en espectroscopia láser, especialmente, en espectroscopía no lineal.

A pesar de ser superiores en algunos aspectos a los sistemas láser convencionales, los diodos láser todavía requieren de mucha experiencia para la alineación, control de frecuencia y operación. Por este motivo, el sistema óptico sigue siendo una parte crítica en un experimento típico de espectroscopía láser. En particular, los VCSELs podrían estar en desventaja frente a otro tipo de láseres debido a que poseen, generalmente, un ancho de línea mayor (producto de una cavidad muy estrecha) y debido a su baja potencia de salida óptica en régimen monomodo (del orden de los 100 μW para láseres infrarrojos). El propósito de este trabajo es mostrar que, sin embargo, los VCSELs pueden ser muy adecuados para realizar espectroscopia láser, tanto

lineal como no lineal. No sólo porque se simplifica enormemente la configuración óptica y se mejora su fiabilidad al no necesitar un mecanismo externo de selección de modos, sino que también se pueden aprovechar las posibilidades de modulación en altas frecuencias en el estudio de resonancias no lineales, e.g., en sistemas de tres niveles. Se desarrolla más adelante este ejemplo de aplicación para la observación del fenómeno cuántico de Atrapamiento Coherente de Población (CPT).

En esta tesis, la construcción de un sistema láser para espectroscopía atómica utilizando VCSELs y las técnicas desarrolladas, se enmarcan en el armado del nuevo Laboratorio de Iones y Átomos Fríos (LIAF) del Departamento de Física de la UBA e IFIBA - CONICET. El trabajo que aquí se presenta, que evalúa el alcance de aplicación un VCSEL en diferentes métodos de espectroscopía atómica de alta resolución en átomos alcalinos, sienta las bases de una de las principales líneas de investigación en ciencia básica del LIAF: la realización de experimentos de interacción de haces estructurados con la materia. Las técnicas utilizadas también son base de futuras investigaciones en relojes atómicos y patrones de frecuencia estándar, abriendo paso a la investigación aplicada.

La tesis lleva la siguiente organización. En el presente capítulo, en la sección 1.1, se da una breve introducción los aspectos generales sobre el funcionamiento y fabricación de los llamados Láser de Cavidad Vertical y Emisión Superficial (VCSELs). En la sección 1.2, se da un panorama en relación a los aspectos teóricos de la estructura cuántica de los átomos alcalinos, en particular, Rubidio (de símbolo químico Rb), siendo éste el principal objeto de estudio tras la implementación de métodos de espectroscopía atómica en esta tesis. En la sección 1.3, se detallan los aspectos teóricos de los métodos de espectroscopía láser que se implementaron en esta tesis, a saber, observación de Fluorescencia Resonante Inducida por Láser, espectroscopía de absorción y absorción saturada, Espectroscopía de Vapor Atómico Dicróico (DAVS) y Atrapamiento Coherente de Población (CPT).

En el capítulo 2, se da a conocer cómo fue construido el sistema láser destinado a la realización de espectroscopía atómica a partir de un VCSEL. Se describe en detalle en a sección 2.1 cómo fue fabricado e implementado el soporte mecánico del láser y la electrónica de control, tanto para el de alimentación en corriente continua como para la estabilización en temperatura del láser. Luego, en la sección 2.3, se pone especial énfasis en la implementación de un sistema de modulación en radiofrecuencia (rf) utilizando un oscilador Mini-YIG.

El capítulo 3 se dedica a la caracterización del sistema láser construido con VCSELs de distintos fabricantes: Thorlabs, Roithner y Vixar. Se introducen en la sección 3.1 las técnicas de caracterización del láser que fueron implementadas: interferómetro Fabry-Pérot y analizador de espectro. Luego, en la sección 3.2 se presentan los resultados de la caracterización, con dirección hacia el objetivo de selección del VCSEL de un fabricante que sea más apto para implementar métodos de espectroscopía láser en átomos.

En el capítulo 4, se presentan los resultados del principal objetivo de aplicación del sistema láser construido a partir de un VCSEL, que consistió en la implementación de diferentes métodos de espectroscopía atómica de alta resolución en la línea D_1 del ^{87}Rb. Se desarrollan en las

respectivas secciones los detalles de la implementación de cada uno de los métodos de espectroscopía atómica de alta resolución. Los resultados obtenidos pretenden mostrar el alcance de aplicación de los VCSELs en experimentos de espectroscopía atómica.

Finalmente, en el capítulo 5 se dan las conclusiones generales del trabajo de tesis y se comentan posibles líneas de investigación a futuro.

1.1. Láser de Cavidad Vertical y Emisión Superficial

Los Láseres de Cavidad Vertical y Emisión Superficial (VCSELs) fueron propuestos y fabricados por primera vez por Iga et al. en el Instituto de Tecnología de Tokio a fines de los años 70 [1, 2]. Son un tipo de diodo láser semiconductor cuyo medio de laseo es vertical, en lugar de horizontal como otros diodos láser. En un VCSEL, el resonador (cavidad) tiene un espesor de unos pocos micrómetros y consiste en dos espejos de Bragg semiconductores (DBR), con reflectividades del 99 % o más, que encierran una región activa (estructura de ganancia) con uno o más pozos cuánticos. La Fig. 1.1 ilustra el diseño típico de un VCSEL.

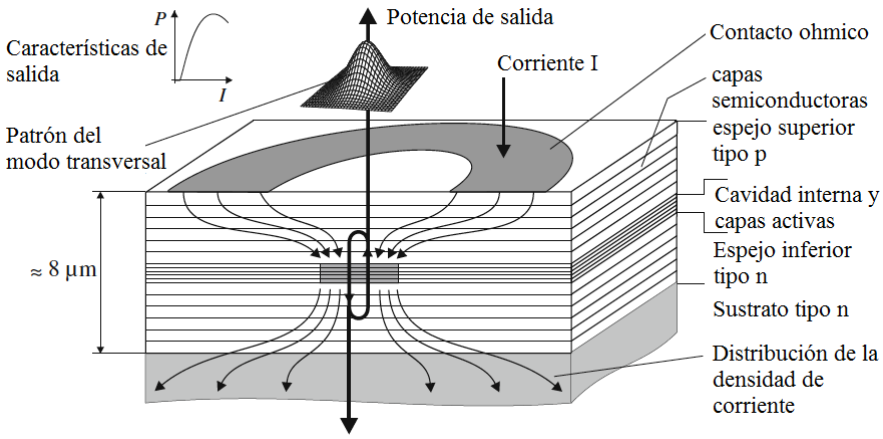

Figura 1.1: Esquema de la estructura de capas y principio de funcionamiento de un VCSEL. Imagen extraída de Ref. [3].

Entre las ventajas de un VCSEL, se encuentra la posibilidad de obtener una salida óptica de único modo longitudinal con poca potencia eléctrica en su región activa (régimen monomodo). Por ejemplo, en el caso de VCSELs infrarrojos, se obtienen potencias de salida óptica entre 0,01 y 1 mW en dicho régimen con corrientes de entrada de entre 0,5 y 6 mA. Gracias a sus espejos de alta reflectividad, las pérdidas dentro en el medio activo se reducen y es posible obtener ganancia en una cavidad de volumen muy pequeño (generalmente, entre 1 y 10 µm). Esto hace que el rango espectral libre del resonador sea tan grande que, para ciertos valores de alimentación en corriente, sólo un modo longitudinal del láser tenga su máximo en la región de ganancia y se amplifique [4,5]. Por este motivo, un VCSEL es un dispositivo con un régimen de trabajo en el que funciona intrínsecamente en un único modo longitudinal, sin la necesidad de

un selector externo de modos y con sensibilidad muy baja a la retroalimentación óptica externa gracias su espejo de salida altamente reflectante (si bien para fines prácticos aún se utilizan aisladores de Faraday) [6, 7]. Además, una alta densidad de fotones en un pequeño volumen activo y una pequeña capacidad eléctrica, conducen a anchos de banda de modulación muy alta, que pueden superar incluso los 10 GHz [8].

Por su tamaño compacto, bajo consumo de energía y facilidad de modulación radiofrecuencia (rf), los VCSELs han despertado un gran interés en las últimas décadas, cubriendo el campo de aplicación de las telecomunicaciones, espectroscopía no lineal, construcción relojes atómicos y magnetómetros, entre otros [9–13]. Los VCSELs además presentan ventajas de rendimiento tanto sobre los láseres convencionales como sobre los de emisión de borde. Entre ellas pueden mencionarse: bajas corrientes de umbral, que permiten una alta eficiencia con bajo consumo de energía; baja divergencia y haz de salida circular, por ser dispositivos de emisión vertical de superficie normal; mejor estabilidad de longitud de onda con la temperatura que los láser convencionales de emisión de bordes [3–5].

1.2. Átomos alcalinos - Rubidio

Los átomos alcalinos son átomos de multielectrónicos con un solo electrón de valencia, por lo que su esquema de niveles de energía se asemeja al del hidrógeno (son átomos hidrogenoides). En este tipo de átomos, en contraste con el hidrógeno, la frecuencia de transición del estado fundamental al primer estado excitado se encuentra típicamente en la parte visible o infrarrojo cercano del espectro óptico, lo cual resulta conveniente ya que pueden ser estudiados por láseres relativamente baratos y fiables disponibles comercialmente. Esto hace que los átomos alcalinos sean el "caballo de batalla" en muchos de los experimentos que hoy en día tienen por objetivo controlar el atrapamiento, enfriamiento y la manipulación de átomos. En particular, este trabajo fue dirigido a la implementación de diferentes métodos espectroscópicos que permiten explorar fenómenos físicos asociados a la estructura fina e hiperfina de los átomos. Los experimentos fueron dirigidos al estudio del átomo alcalino Rubidio (de símbolo químico Rb). Se dan a continuación los aspectos teóricos sobre su estructura electrónica, en base a una recopilación de información disponible en la bibliografía, principalmente en Refs. [14–16].

Para referirse a un estado electrónico en átomos de muchos electrones, es útil introducir la notación de Russell-Saunders. En esta notación, se identifica al estado electrónico como $n^{2S+1}L_J$, donde n es el número cuántico principal, S es el número cuántico del spin, L el momento angular orbital en notación espectroscópica ($L = \{0, 1, 2, ...\} \equiv \{\mathrm{S}, \mathrm{P}, \mathrm{D}, ...\}$) y J los valores posibles del momento angular total **J**, de valores entre $\mid L - S \mid \leq J \leq L + S$. Adicionalmente, $2S + 1$ es la multiplicidad de spin, que refiere al número máximo de estados distintos para un dado J. Para el átomo de Rb, el estado fundamental es designado $5^2\mathrm{S}_{1/2}$ y los primeros estados excitados, $5^2\mathrm{P}_{1/2}$ y $5^2\mathrm{P}_{3/2}$, presentan un desdoblamiento energético debido a la interacción spin-órbita. Esto da lugar a la llamada estructura fina, para la cual la transición atómica $L = 0 \rightarrow L = 1$ (línea D) se abre en dos componentes: líneas D_1 ($5^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\mathrm{P}_{1/2}$) y D_2 ($5^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\mathrm{P}_{3/2}$).

En la naturaleza existen dos isótopos del Rb: ^{87}Rb (28 % abundante) y ^{85}Rb (72 % abundante), con momento nuclear de spin I = 3/2 e I =5/2, respectivamente. La interacción entre los momentos nucleares de spin no nulos () y el momento angular orbital de los electrones, conduce a pequeños cambios y divisiones en los niveles de energía de los átomos, típicamente en órdenes de magnitud menores que las de un cambio de estructura fina, dando lugar a la llamada estructura hiperfina. Para estudiar la estructura hiperfina, resultado del acoplamiento de **J** con el momento angular nuclear total **I**, es natural trabajar en la base acoplada, utilizando el número cuántico de momento cinético total **F = J + I** de valores entre $\mid J - I \mid \leq F \leq J + I$. Para el estado fundamental del ^{87}Rb, $J = 1/2$ e $I = 3/2$, resulta en $F = 1$ o $F = 2$. Para el estado excitado de la línea D_2 ($5^2P_{3/2}$), F puede ser 0, 1, 2, o 3, y para el estado excitado de la línea D_1 ($5^2P_{1/2}$), F puede ser 1 o 2. Así, al igual que la estructura fina queda determinada por un desplazamiento de energía de acuerdo al valor de J, en la estructura hiperfina, el valor de F indica el corrimiento de los niveles atómicos de energía.

Las energías asociadas a las transiciones, tanto finas como hiperfinas, de ambos isótopos del Rb pueden consultarse en la bibliografía [14, 15]. En particular en este trabajo, los experimentos de espectroscopía atómica fueron dirigidos al estudio de la línea D_1 del isótopo ^{87}Rb. Su esquema de niveles asociado a esa transición, con la información relevante para este trabajo, se representa en la Fig. 1.2.

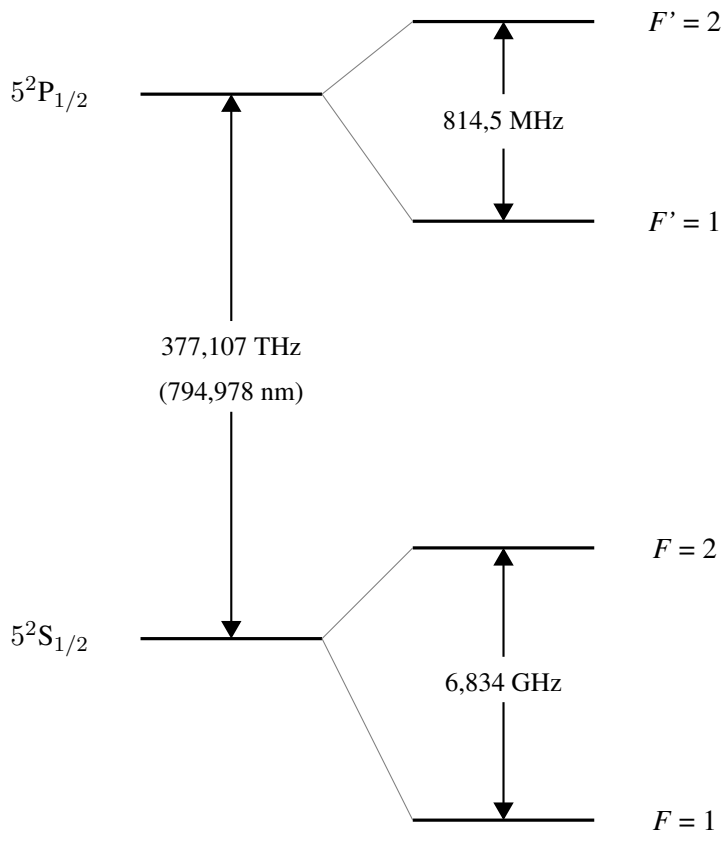

Figura 1.2: Esquema de niveles de la transición D_1 del ^{87}Rb. Para más decimales consultar Ref. [14].

El último párrafo de esta sección se dedica a la interacción de los átomos con campos magnéticos (B) externos y estáticos, que dan lugar a la llamada estructura Zeeman. Cada uno de los niveles de energía hiperfina (F) contiene $2F + 1$ subniveles magnéticos que determinan la distribución angular de la función de onda electrónica. En ausencia de un B externo, estos subniveles están degenerados, caso contrario, su degeneración se rompe. Al aplicar un B externo débil, la componente hiperfina con F = 1 se divide en tres subniveles Zeeman con m_F = $\{0, \pm 1\}$, mientras que la componente con F = 0 no se divide. Como consecuencia del efecto Zeeman, los subniveles de la estructura hiperfina se separan en una cantidad propoporcional al campo B aplicado. Para B longitudinales débiles, la separación de niveles se aproxima por

$$\Delta \mathrm{E}_{|F,m_F\rangle} = 2g\mu_{\mathrm{B}}\mathrm{B}/\hbar, \tag{1.1}$$

donde g es el factor de Landé, μ_{B} el magnetón de Bohr y $\hbar$ la constante de Planck. Los valores particulares del factor de Landé para cada nivel hiperfino del isótopo de Rb de interés pueden consultarse en Refs. [14, 15].

1.3. Métodos espectroscópicos

La posibilidad de resolver espectros atómicos con gran resolución y exactitud, gracias a la invención del láser en 1960, dio lugar a una mejor comprensión de la estructura de átomos y moléculas. Desde entonces, la espectroscopia de precisión se convirtió en un campo muy activo y en poco tiempo se desarrolló una amplia variedad de técnicas espectroscópicas. Con la introducción comercial de los diodos láser de pozos cuánticos y único modo, se ampliaron las posibilidades de las investigaciones espectroscópicas gracias a un incremento en varios órdenes de magnitud de la resolución espectral y sensibilidad de las técnicas. En particular, en este trabajo se pone a prueba el uso de diodos láser semiconductores VCSEL en experimentos de espectroscopía en átomos alcalinos (Rb, en particular). En esta sección, se dan brevemente los aspectos teóricos de los métodos espectroscópicos implementados en el capítulo 4: Fluorescencia Resonante Inducida por Láser, Absorción y Absorción Saturada (o espectroscopía Doppler-free), Espectroscopía de Vapor Atómico Dicróico (DAVS) y Atrapamiento Coherente de Población (CPT). El resumen aquí presente se encuentra basado en las Refs. [16–18], donde se puede hallar una ampliación de los métodos y conceptos que se describen a continuación.

Fluorescencia resonante inducida por láser: Este método espectroscópico se basa en la excitación selectiva de uno o varios niveles del estado superior de energía de un átomo (o molécula) por absorción de luz láser, seguida por la emisión espontánea de luz (ver representación esquemática en Fig. 1.3). La observación de fluorescencia resonante inducida por láser sirve, e.g., para estudiar la estructura de átomos (o moléculas) y para realizar detección selectiva de especies en una muestra de átomos desconocidos. La longitud de onda que estimula una transición atómica se selecciona a menudo como aquella en la que la especie tiene una mayor sección eficaz (parámetro que cuantifica la probabilidad de un proceso de absorción). Las especies excitadas después de algún tiempo se desexcitan y emiten fotones. El tiempo en que se desexcitan

depende de la especie atómica y el tipo de transición que fue estimulada, e.g., para transiciones atómicas dipolo-eléctrico permitidas, dicho tiempo es del orden de los nanosegudos. En el presente trabajo, la observación de fluorescencia resonante permite sintonizar la longitud de onda del VCSEL a valores cercanos a una energía de transición atómica de interés.

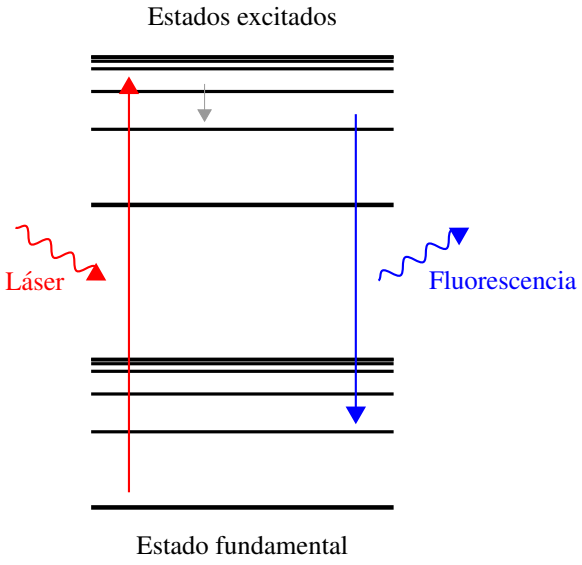

Figura 1.3: Esquema del mecanismo de fluorescencia inducida por láser. Se indica en un diagrama de niveles de energía el proceso en que un electrón del nivel inferior de energía (fundamental) absorbe un fotón del láser y se transfiere a un nivel de energía superior (excitado). Si el electrón emite un fotón durante el proceso de desexcitación, ese fotón puede registrarse como una señal de fluorescencia.

Espectroscopía de absorción y absorción saturada: Ambos métodos consisten en medir la absorción de radiación de una muestra en función de la longitud de onda de la fuente luminosa de estímulo. Dado que cada átomo en particular absorbe en un conjunto único de frecuencias, determinado por la estructura hiperfina de los estados electrónicos, la intensidad de la absorción varía en función de la frecuencia. Esta variación da lugar al espectro de absorción, que se obtiene registrando la intensidad del haz luminoso que atraviesa la muestra. La curva típica de medición de un espectro de absorción atómica se muestra en la Fig. 1.4 (curva roja), donde se puede apreciar que las líneas espectrales se ven ensanchadas respecto al ancho de línea natural (limitado por el principio de incertidumbre de Heisenberg). Las principales causas físicas de este ensanchamiento extra en una línea espectral son el ensanchamiento Doppler y el ensanchamiento por presión (colisiones). El ancho natural de línea viene dado por,

$$\Delta w = \frac{1}{\tau}, \tag{1.2}$$

donde τ es la constante temporal de decaimiento de la emisión de luz [18].

El ensanchamiento Doppler tiene su origen en el movimiento térmico de los átomos. Considerando que en una celda de vapor de átomos, algunos son estacionarios y otros se mueven con velocidades distintas en la dirección de propagación del haz, para un láser sintonizado en

frecuencia de una de las líneas de transición hiperfina, f_0, sólo interactúan con el haz los átomos estacionarios. Los átomos con velocidad v sólo pueden interactuar con un láser de frecuencia f $\neq \mathrm{f}_0$ que satisface un desplazamiento Doppler respecto una frecuencia de transición f_0. Dicho desplazamiento viene dado por,

$$\mathrm{f} = \mathrm{f}_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right), \tag{1.3}$$

con c la velocidad de la luz. Como resultado, para una distribución de velocidades Maxwelliana, la forma de la línea espectral es Gaussiana, de ancho total a la mitad de intensidad máxima (FWHM) dado por,

$$\delta\nu_{\mathrm{D}} = 7,6 \times 10^{-7}\ \mathrm{f}_0 \sqrt{\frac{T}{M}}, \tag{1.4}$$

donde T es la temperatura en K y M es la masa molar relativa en g/mol [16].

El ensanchamiento por presión se debe a las colisiones de los átomos con partículas vecinas y con las paredes del recipiente contenedor. Esto interrumpe el proceso de emisión de luz y puede acortar la vida útil efectiva del estado excitado. Si el tiempo medio entre colisiones τ_{col} es menor que el tiempo de vida radiativo, se puede reemplazar τ por τ_{col} en la ecuación 1.2, dando lugar a un ensanchamiento de línea adicional. Mediante un análisis basado en la teoría cinética de los gases, resulta

$$\tau_{\mathrm{col}} = \frac{1}{\sigma_s P}\left(\frac{\pi m k_{\mathrm{B}} T}{8}\right)^{1/2}, \tag{1.5}$$

donde T es la temperatura, k_{B} es la constante de Boltzman, m es la masa atómica, σ_s es la sección transversal de las colisiones, y P la presión [18]. Luego, τ_{col}^{-1}, y por lo tanto Δw, es directamente proporcional a P.

En los experimentos de espectroscopía de absorción, la incertidumbre en la medición se ve limitada, en su mayor parte, por el ensanchamiento Doppler. Esto se debe a que, en general, el ensanchamiento Doppler a temperatura ambiente supera al ancho de línea natural en al menos dos órdenes de magnitud. Además, a bajas presiones (e.g., del orden de los 100 mbar en las celdas de vapor utilizadas en este trabajo), en ensanchamiento Doppler también es mayor al ensanchamiento por presión. Para superar el problema del ensanchamiento de Doppler sin enfriar la muestra a temperaturas del orden de los mK, se utiliza un esquema clásico en la física experimental, conocido como “pump and probe”. Dicho esquema, que es la base del método de espectroscopía de absorción saturada (también llamada espectroscopía libre de ensanchamiento Doppler o Doppler-free), consiste en enviar dos haces de luz láser derivados de un único haz, contrapropagados a través de una muestra. La Fig. 1.4 muestra un esquema simplificado de este experimento y un ejemplo de la señal típicamente obtenida.

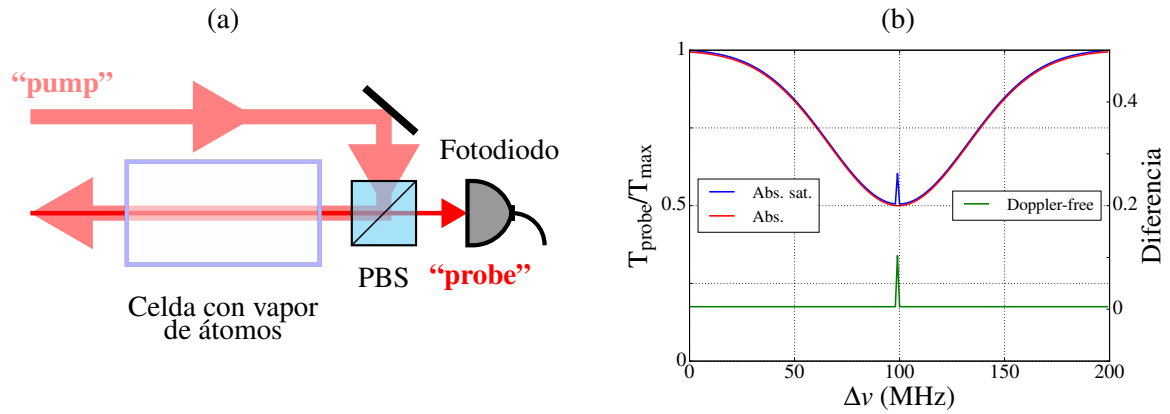

Figura 1.4: (a) Esquema simplificado de un experimento típico de espectroscopía de absorción saturada. El grosor del haz es indicador de la intensidad. No se dibujan las reflexiones del "probe". PBS: Cubo polarizador divisor de haz. (b) Señal obtenida en un experimento típico de absorción saturada para un sistema ficticio de dos niveles. En el eje de la izquierda se grafica la transmisión del "probe": en rojo, sin enviar el haz "pump" (espectro de absorción), en azul, enviando el haz "pump" (espectro de absorción saturada), donde se logra apreciar el Lamb-dip. En el eje de la derecha se grafica, en verde, la diferencia entre las señales de absorción y de absorción saturada, resultando en la señal transmitida libre de ensanchamiento Doppler (Doppler-free).

Para comprender qué resultado se espera encontrar, siguiendo el razonamiento en el libro de Demtröder (Ref. [16]), se plantea el siguiente ejemplo en un átomo ficticio de dos niveles. Si en el esquema de la Fig. 1.4 (a) se bloquea el "pump", sólo pasa el "probe" a través de la celda y se obtiene una línea de absorción simple con fuerte ensanchamiento Doppler (curva roja en gráfico de Fig. 1.4 (b)). Si se envía el "pump", aparece un pozo estrecho en la transmisión del "probe" a la frecuencia de resonancia f_0 de la transición atómica. Este pozo se conoce como Lamb dip, por W. Lamb, quien explicó por primera vez este fenómeno cuantitativamente. Su aparición se debe a que sólo los átomos con $v = 0$ a lo largo del eje horizontal de la celda ven los dos haces contrapropagantes a la misma frecuencia. Por el contrario, los átomos que se mueven, e.g., hacia la derecha, ven la frecuencia del "probe" con un corrimiento al azul y al "pump" con un corrimiento al rojo. Por lo tanto, cuando los átomos con $v \neq 0$ ven al "probe" corrido de la resonancia debido al efecto Doppler, el "pump"también se desplaza de la resonancia. Los átomos con $v = 0$, sin embargo, ven tanto el "pump" como el "probe" con la misma frecuencia. La alta intensidad en el "pump" conduce a una alta tasa de absorción. Los átomos que absorben fotones del "pump", experimentan una transición al estado excitado y luego caen al estado fundamental por emisión espontánea. Si la intensidad del "pump" es suficientemente alta, el estado fundamental se agota significativamente. Por lo tanto, la absorbancia del "probe" se reduce en comparación con el caso sin "pump", dando lugar a la aparición del Lamb dip en el espectro de transmisión del "probe". Debe tenerse en cuenta que para una intensidad muy alta del "pump", en promedio, la mitad de los átomos estaría en el estado excitado y la absorción del "probe" sería mucho menor. Esto se conoce como "saturación"de la transición atómica, de

ahí el nombre de “espectroscopia de absorción saturada”.

La última observación de esta sección se refiere al ancho del Lamb dip. Principalmente, el Lamb dip es mucho más estrecho que el ancho Doppler. Si el ancho de la frecuencia intrínseca (ancho de línea) del láser utilizado en el experimento es lo suficientemente pequeño, el ancho observado del dip puede ser tan pequeño como el ancho de línea natural de la transición atómica.

DAVS: En este método espectroscópico se utiliza el efecto Zeeman para crear una señal de referencia en frecuencia estable. Esto se logra haciendo pasar un haz de luz linealmente polarizada a través de una celda con vapor de átomos, que a su vez se encuentra inmersa en un campo magnético longitudinal débil. La luz con polarización lineal puede ser descompuesta en dos haces ortogonales circularmente polarizados de igual amplitud (polarizaciones circulares corrotativas: izquierda y derecha). Considerando el caso más simple en que la frecuencia del haz que atraviesa la celda se encuentra en la proximidad de una resonancia $J = 0$ a $J = 1$. En ausencia de un campo magnético, los dos estados con $m_J = \pm 1$ son degenerados. Ambas polarizaciones circulares son absorbidas igualmente y la diferencia en las señales es cero para todas las frecuencias. Para el caso de un campo magnético finito, la degeneración se rompe y el medio se vuelve dicróico. En esta situación, el centro de la línea de absorción para una de las componentes de polarización circular se desplaza a frecuencias más altas del láser, mientras que la otra se desplaza a frecuencias más bajas. Típicamente, la magnitud del campo magnético se elige de tal manera tal que el desplazamiento de las líneas de absorción sea similar a su ancho con ensanchamiento Doppler. En consecuencia, la señal de diferencia tiene forma de dispersión, con un cero en el centro de la línea y un amplio rango de captura (Ref. [19]). En la Fig. 4.12 se muestra un ejemplo de señal DAVS, que se obtiene con este método de espectroscopía atómica.

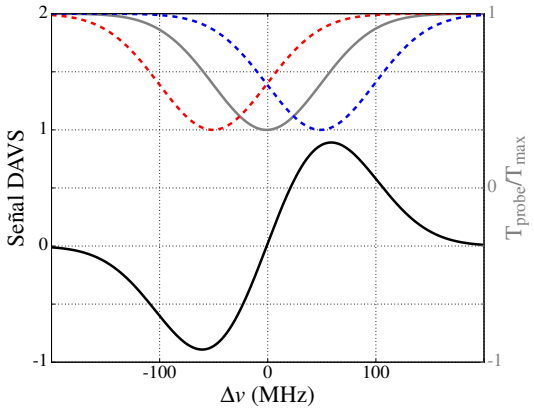

Figura 1.5: Señal DAVS en una transición atómica. En la escala de la derecha se muestra a el espectro de absorción con ensanchamiento Doppler para campo magnético nulo (línea sólida gris). En la misma escala, se muestra la absorción de las componentes de polarización circular derecha e izquierda, una desplazada a mayores frecuencias y la otra a menores frecuencias (líneas punteadas azul y roja). La diferencia de estas dos señales es la señal DAVS (línea sólida negra), trazada en la escala de la izquierda.

CPT: La posibilidad de irradiar muestras con varios campos electromagnéticos de forma simultánea, abrió el campo de estudio de diferentes fenómenos no lineales que tienen lugar en los átomos multielectrónicos. Un ejemplo particular es el estudio de sistemas atómicos de tres niveles del tipo Λ (esquema de dos niveles fundamentales y un nivel excitado), que al ser irradiados por luz bicromática, presentan una superposición coherente de estados que es estable frente a la absorción del campo de radiación. Este intrigante fenómeno cuántico se conoce como atrapamiento coherente de población, o CPT de sus siglas en inglés, y fue observado por primera vez en 1976 por Alzetta et al. [20], como una disminución en la fluorescencia en un experimento de bombeo óptico por láser en átomos de sodio. Se describen a continuación los principales aspectos teóricos necesarios para comprender un experimento de CPT, con base en los desarrollos en Refs. [21–23].

Para comprender el proceso básico que lleva a la observación de CPT, es necesario partir del concepto de coherencia atómica. En un átomo de dos niveles resonantemente excitado, la coherencia atómica aparece como las componentes en fase y cuadratura del momento del dipolo-eléctrico (E1) inducido, que implica ambos niveles atómicos. En un átomo de tres niveles con dos estados fundamentales, acoplados resonantemente a un estado excitado común por el bombeo de un campo de luz bicromático, las coherencias se inducen de manera similar en ambas transiciones. Esto, a su vez, conduce a la creación de coherencia entre los dos estados fundamentales que antes no estaban acoplados entre sí. Mientras la interferencia destructiva promueve la transición de la población atómica del estado desacoplado al estado excitado, es necesaria la coherencia atómica para que este estado sea estable, de modo que la población atómica se pueda acumular durante ciertos intervalos de tiempo. La evolución temporal del sistema atómico es tal que está siempre fuera de fase con los campos que irradian al sistema. En consecuencia, la población atómica no puede absorber ni emitir fotones, y el átomo permanece obscuro a pesar de la iluminación resonante.

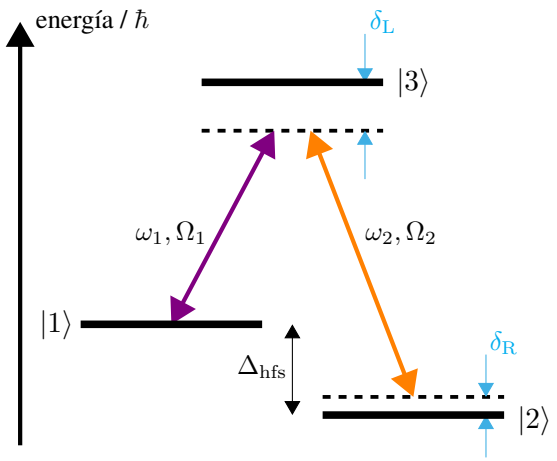

Figura 1.6: Esquema de tres niveles (tipo Λ) para observar CPT, donde ω_1 y ω_2 son las frecuencias del láser que impulsan las transiciones con frecuencias de Rabi Ω_1 y Ω_2; δ_R y δ_L indican la desintonización del láser respecto las transiciones y Δ_{hfs} es la separación hiperfina entre los estados fundamentales.

Para preparar de forma eficiente un estado obscuro y observar CPT, es necesario que el sistema esté en una configuración de tres niveles del tipo Λ (ver Fig. 1.6). La forma de la resonancia CPT puede derivarse analíticamente de un cálculo de matriz de densidad para dicho sistema de tres niveles, que consta de dos estados fundamentales $|1\rangle$ y $|2\rangle$ separados por una energía Δ_{hfs} y un único estado excitado $|3\rangle$. Cuando dos campos de luz con frecuencias ω_1 y ω_2 unen los estados fundamentales con el estado excitado, los átomos pueden poblar un estado de superposición de la forma,

$$|\mathrm{NC}\rangle \propto \Omega_1 |2\rangle - \Omega_2 \, e^{-i\Delta_{\mathrm{hfs}}t} |1\rangle \,, \tag{1.6}$$

donde Ω_1 y Ω_2 son las frecuencias de Rabi de las dos transiciones. Este estado no está acoplado al estado excitado por el campo bicromático aplicado si la diferencia de frecuencia de los dos campos es igual a la división del estado fundamental ($\omega_2 - \omega_1 = \Delta_{\mathrm{hfs}}$). Debido al bombeo óptico, los átomos se acumulan en el estado no acoplado (u obscuro) donde no pueden absorber fotones. Si se sintoniza la frecuencia de diferencia $\omega_2 - \omega_1$, se da lugar a una resonancia de ancho dado por la vida útil del estado no acoplado $|\mathrm{NC}\rangle$.

Para un modelo simple simétrico de tres niveles ($\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$), los cálculos de matriz de densidad predicen para un solo átomo en reposo que, en el caso de campos luminosos resonantes de baja intensidad, la resonancia será Lorentziana con un ancho

$$\gamma_{\mathrm{CPT}} = 2\Gamma_{12} + \frac{\Omega^2}{\Gamma}, \tag{1.7}$$

que depende de las tasas de relajación de coherencia del estado fundamental (Γ_{12}) y del excitado (Γ). En los experimentos de este trabajo, el sistema Λ fue implementado en átomos de Rb donde, en principio, se toman los estados fundamentales, $|1\rangle$ y $|2\rangle$, como los dos subniveles de la estructura hiperfina del estado fundamental $5^2\mathrm{S}_{1/2}$ y al estado excitado, $|3\rangle$, como algún subnivel del la estructura hiperfina del estado $5^2\mathrm{P}_{1/2}$ (ver Fig. 1.2). Debe tenerse en cuenta que, como los estados fundamentales del Rb tienen una vida media de varios miles de años, el ancho experimental de la resonancia CPT está limitado por otros factores de ensanchamiento, tales como la estabilidad de fase relativa de los dos campos de láser, ensanchamiento Doppler y ensanchamiento por presión.

Como último comentario, se señala que es necesario que los dos láseres sean coherentes en fase para que pueda formarse el estado obscuro. Además, su diferencia en frecuencia debe coincidir exactamente con la asociada a Δ_{hfs} del estado fundamental. Una forma conveniente de obtener dos frecuencias de este tipo es modular un VCSEL en frecuencias del orden de Δ_{hfs} (del orden de los GHz en Rb), i.e, con una forma de onda sinusoidal de pequeña amplitud, para obtener bandas laterales de modulación de frecuencia desde la frecuencia óptica portadora, que es del orden de los THz (Ref. [12]). La forma en que esto fue implementado en los experimentos de este trabajo se describe en detalle en el capítulo 2.

Capítulo 2

Armado del láser

En el presente capítulo se da una descripción del diseño y armado del soporte mecánico y de la electrónica control de los diodos láser utilizados. En la sección 2.1, se describe el diseño de la componente mecánica que constituye el soporte físico y estructural del láser, junto con la parte electrónica que constituye el sistema de estabilización en temperatura. En la sección 2.2, se dan detalles sobre la implementación y elección final del sistema de alimentación por corriente continua de los VCSELs. En la sección 2.3 se describe en detalle la implementación de un sistema de modulación en radiofrecuencia de la corriente de entrada al láser. Finalmente, en la sección 2.4 se muestra el sistema láser completo.

Es importante destacar que las ideas de diseño fueron implementadas pensando no sólo en los experimentos desarrollados en esta tesis, sino para futuros experimentos que se llevarán a cabo en el LIAF.

2.1. Soporte mecánico y control de temperatura

El primer elemento a tener en cuenta al diseñar un experimento que hace uso de un diodo láser, es la forma de sostenerlo. Con base en la idea de Jannis Joger del grupo de Ferdinand Schmidt-Kaler de QUANTUM, Institut für Physik, Johannes Gutenberg Universität Mainz (JGU), se creó un sistema robusto y a la vez fácil de armar y desarmar al momento de cambiar los diodos láser. La Fig. 2.1 muestra una fotografía del soporte que fue implementado, donde las piezas señaladas como 1 y 2 (bases de soporte) fueron fabricadas en el taller del Departamento de Física de la UBA, y las piezas 3 y 4 (sostén del láser y tapas laterales) fueron donadas por el grupo de JGU. El sistema completo fue diseñado de forma tal que la altura del láser quede a 7,5 cm de la mesa óptica. Junto con la fabricación de las piezas 1 y 2, también se diseñaron y fabricaron vástagos de la altura adecuada.

Como el láser debe estar a temperatura fija para alcanzar una longitud de onda estable, se diseñó un sistema de control de temperatura utilizando un microcontrolador HTC - Temperature Controller de Wavelenghts Electronics, modelo HTC 3000. Para el circuito de control del microcontrolador, se implementó la idea de Michael Boessenecker del grupo de JGU, adaptándola a las necesidades prácticas del laboratorio. El esquemático del circuito electrónico implementado

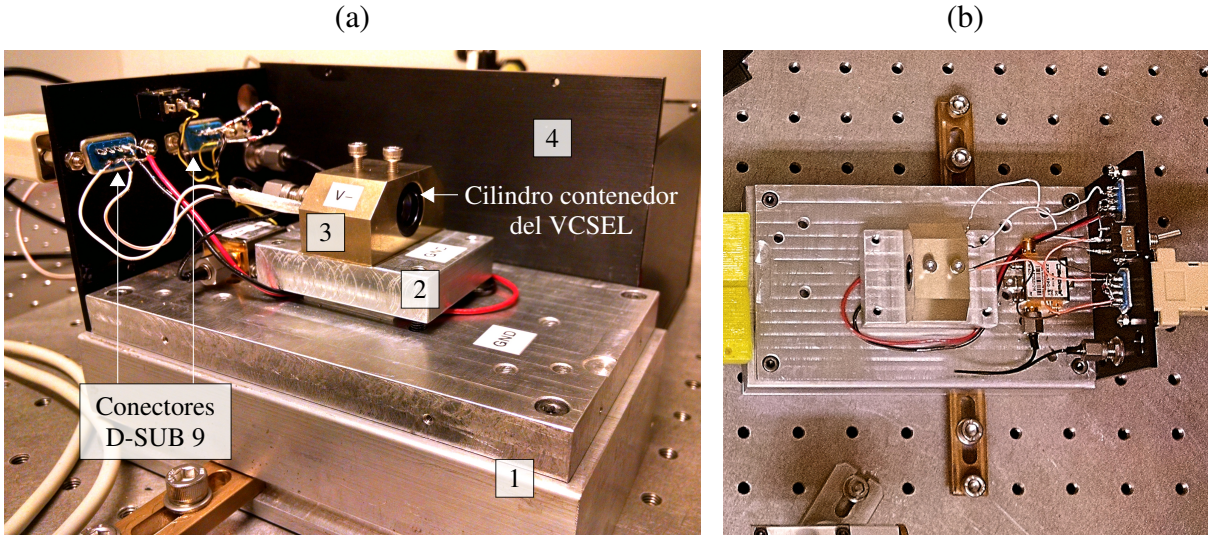

Figura 2.1: Fotografía del soporte mecánico del láser. Se enumeran, del 1 al 4, en (a) las partes mecánicas principales del soporte, descriptas a lo largo del texto. Se muestra en (b) una vista superior del sistema láser, el cual durante los experimentos se cierra con una carcasa metálica.

en este trabajo se muestra en el Apéndice A. Básicamente, el controlador de temperatura utiliza una celda peltier, que es un calentador y enfriador termoeléctrico, para mantener estable la temperatura del láser. La celda se ubica entre las piezas 1 y 2 de la Fig. 2.1, de forma tal que el láser queda sobre la celda peltier y la pieza 1 actúa como disipador térmico. El diodo láser se coloca dentro de un contenedor cilíndrico, sostenido por la pieza 3. Dicho contenedor, a su vez, sostiene una lente para colimar el haz. Con sostén en el disipador térmico (pieza 1), se coloca una carcasa metálica formada por cinco tapas, similares a la pieza 4 en la Fig. 2.1, cerrando el sistema láser. En dicha carcasa, la tapa posterior sirve de soporte para las conexiones electrónicas del láser, mediante conectores D-SUB 9. Una de estas conexiones corresponde al controlador de temperatura, la otra corresponde a la alimentación en corriente continua, cuya descripción se da en la siguiente sección. La tapa frontal se diseñó con un agujero en el medio, el cual se cerró con un vidrio para permitir la salida el haz.

La finalidad de cerrar de el sistema láser con una carcasa, es eliminar las corrientes de aire que puede haber en el laboratorio y estabilizar la temperatura del aire alrededor del láser. Esto es necesario debido a que una pequeña brisa es suficiente para producir fluctuaciones en la temperatura que afecten la longitud de onda del láser. En general, los VCSELs tienen una dependencia en temperatura c_T = 0,1 nm/K. Para los experimentos realizados en este trabajo, se buscó una estabilidad en longitud de onda de 0,1 pm. Por lo tanto, el controlador de temperatura fue diseñado para garantizar estabilidad de 1 mK. A partir de este dato, mediante la relación

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2}\,\Delta\lambda, \tag{2.1}$$

con c la velocidad de la luz, se estima, e.g., para un VCSEL con longitud de onda central λ = 795 nm, que la estabilidad en frecuencia (garantizada por el controlador de temperatura) es del valor en frecuencia $\Delta\nu(1\ \mathrm{mK}) \approx 47$ MHz.

El circuito asociado al controlador de temperatura HTC 3000, ajusta un valor de temperatura final del sistema (T_{SET}) modificando la caída de tensión en las terminales de la celda Peltier. Para fijar el valor final de temperatura, compara T_{SET} con un valor T_{ACT} medido por un termistor de 10 kΩ. El termistor se sujeta a un orificio en la pieza 3 de la Fig. 2.1 (a), donde mide la temperatura a la que está el diodo láser. El valor T_{SET} se ajusta mediante un potenciómetro. Para la lectura del valor T_{ACT} se instaló un display DPM961 de TDE Instruments. Para la alimentación del circuito controlador de temperatura, se utilizó una alimentación en tensión de $\pm$ 12 V. La electrónica asociada al control de temperatura se colocó dentro de un gabinete Eurorack, para el cual se diseñó un panel frontal conteniendo el potenciómetro para ajustar T_{SET} y el display de lectura del valor T_{ACT}. Para detalles sobre el mecanismo de operación y programación del controlador de temperatura HTC 3000, referirse a su hoja de datos [24].

2.2. Alimentación en corriente

Para funcionar, los diodos láser requieren de alimentación en corriente continua. A la hora de elegir una fuente de corriente para trabajar con VCSELs, es importante tener en cuenta que los mismos requieren de poca corriente para operar (e.g., el máximo de corriente permitida en uno de los VCSELs de este trabajo es 3 mA). Además, por ser de emisión superficial, son propensos a sufrir daños irreversibles por exceso de corriente directa o saltos de tensión inversa. Por este motivo, se eligió implementar un modelo de fuente de corriente con salida de bajo ruido, para evitar los saltos en tensión, y límite superior de corriente programable, para evitar daños por exceso de corriente directa. Además, se diseñó un protocolo de encendido y apagado seguro del láser, en adición a un circuito de protección directa e inversa, cuyos detalles de implementación se dan al final de esta sección.

La Fig. 2.2 muestra una fotografía y un esquema de las conexiones del diodo láser a la alimentación en corriente. Los pins del diodo láser fueron soldados a un conector SMA, para conectarlo a la salida de un Bias-T modelo ZX85-12G+ de Mini-Circuits electronics. El Bias-T permite combinar una señal modulada en alta frecuencia (RF) con la señal de corriente continua (DC), requerida para que funcione el VCSEL. Si en el Bias-T no se conecta la entrada RF, a la salida se obtiene una señal DC. Si se conecta la entrada RF, la salida es la señal modulada RF+DC. La entrada DC del Bias-T es la señal de salida de la fuente de corriente, que llega al conector D-SUB 9 ubicado en la tapa posterior del soporte del láser. Los detalles acerca de la generación de señal RF se dan en la sección 2.3.

A lo largo de este trabajo, fueron implementados dos modelos de fuente de corriente distintos: modelo 1 y modelo 2. Debido a una serie de complicaciones tras la utilización del modelo 1, las cuales se comentan en breve, se concluyó que el modelo 2 es más apto para el trabajo con VCSELs. En los siguientes párrafos, se dan a conocer las características generales de cada modelo, justificando la elección final.

(a) (b)

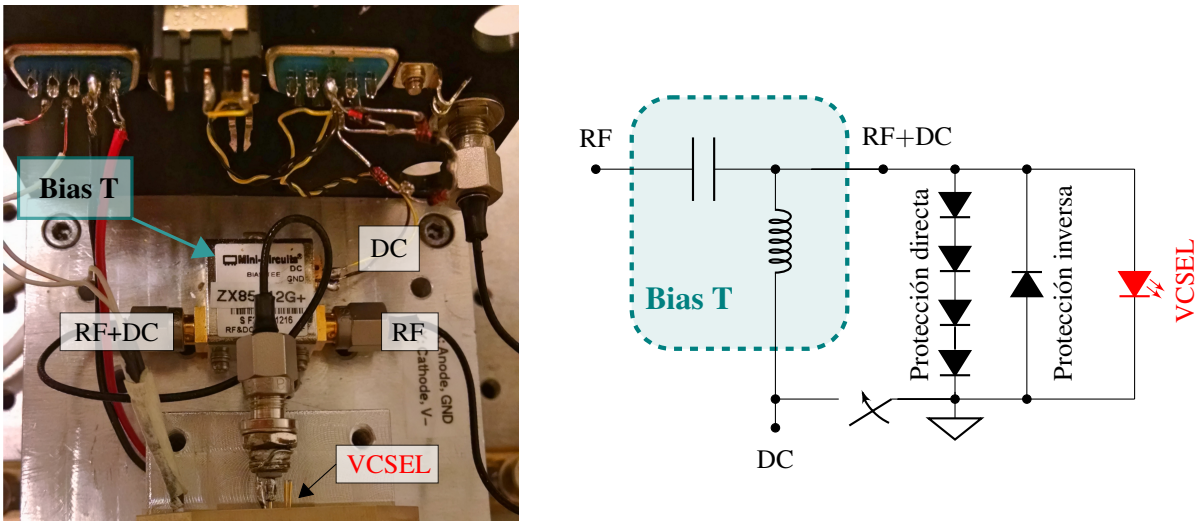

Figura 2.2: (a) Fotografía de las conexiones de alimentación del VCSEL. Los detalles sobre las conexiones señaladas (DC, RF, RF+DC) se describen a lo largo del texto. (b) Esquema del circuito equivalente asociado a las conexiones del VCSEL con el Bias T. Se indican los diodos de protección directa e inversa, del tipo 1N4148. Cerrando la llave se pone en cortocircuito al VCSEL.

Modelo 1: Diseño de fuente de corriente basado en el del trabajo de Naber [25]. El esquemático del circuito que fue fabricado, con algunas modificaciones para su utilización en este trabajo, se muestra en el apéndice A. Esta fuente de corriente posee a la salida un máximo de corriente fijo, determinado por un conjunto de resistencias. Las mismas se escogieron de forma tal que limiten la corriente de salida a un valor máximo de 3 mA o 6 mA, según el VCSEL a utilizar. Un potenciómetro permite ajustar la corriente de salida entre cero y el valor máximo programado. Funciona además con alimentación en tensión de $\pm$ 15 V, para lo cual se utilizaron dos fuentes de tensión convencionales. El circuito de la fuente de corriente fue colocado dentro de un gabinete Eurorack. Para el mismo, se diseñó un panel frontal en el cual se sostiene el potenciómetro de ajuste de la corriente de salida y un display (DPM961 de TDE Instruments), que indica el valor de corriente ajustado.

Esta fuente de corriente, utilizada durante la primera mitad del trabajo, provocó la destrucción de tres VCSELs. Se encontró como posible causa de esto, que una de las fuentes de alimentación en tensión del circuito introducía un ruido periódico, resultando en una señal de salida con picos de tensión por encima de la tolerancia de los VCSELs de este trabajo. Se identificó el origen de este comportamiento en la falla de fábrica de uno de los componentes de la fuente de tensión. Una vez reemplazado dicho componente, se encontró que la fuente de corriente, igualmente, introducía ruido de intensidad suficiente para dañar los VCSELs. Por este motivo, se decidió utilizar un modelo distinto de fuente de corriente.

Modelo 2: Fuente de corriente VLDC002 de Thorlabs. Esta fuente está especialmente diseñada para garantizar una corriente de entrada de bajo ruido extremadamente limpia, que evita el daño de VCSELs altamente sensibles. Posee un sistema de monitoreo de la señal de salida a circuito abierto y un sistema de interbloqueo para evitar daños por contactos defectuosos. También permite programar un límite superior de corriente que protege al diodo láser de daños accidentales. La señal de salida se ajusta entre cero y el máximo de corriente programado mediante un potenciómetro. Viene provista de una fuente de alimentación que proporciona la tensión requerida para su funcionamiento, de 5 V $\pm$5 %/350 mA. Además, tiene la opción de programar un modo de modulación interna, en el que el láser es accionado con una señal triangular. Si se requiere una modulación no triangular o un control a través de un convertidor D/A, la corriente puede ser controlada a través de una tensión de control aplicada a un conector.

Este modelo resultó confiable y fue utilizado en las últimas mediciones del capítulo 3 y en los experimentos del capítulo 4. Además fue, finalmente, el de elección para utilizar en futuros experimentos del LIAF.

Circuito de protección: Durante el trabajo con el modelo 1, para prevenir daños irreversibles en los VCSELs producidos por saltos de tensión inversa, se soldó un diodo 1N4148 de protección inversa en paralelo al VCSEL (ver "protección inversa" en Fig. 2.2 (b)). Su función es impedir la circulación de corriente por el VCSEL en caso de en caso de producirse una inversión en la tensión entre sus terminales de conexión. Para aumentar la seguridad, luego de los daños producidos en los VCSELs utilizando el modelo 1, con la implementación del modelo 2 se soldaron en paralelo al VCSEL y al diodo de protección inversa, cuatro diodos 1N4148 de protección directa en serie entre sí (ver "protección directa" en Fig. 2.2 (b)). Estos cuatro diodos poseen una caída de tensión de 2,4 V entre sus terminales extremas, mucho menor que los picos de 6 V que se producen sobre el VCSEL por desconexión abrupta de la fuente de corriente. De este modo, se protege al VCSEL de daños por exceso en voltaje de operación, que deriva en un valor de corriente directa superior al máximo tolerado.

Tanto con el circuito de protección sólo inversa, como inversa y directa, y con ambos modelos de fuente de corriente, se implementó un protocolo de encendido y apagado seguro del láser. El protocolo de encendido consistió en abrir la llave de cortocircuito del láser (llave en Fig. 2.2 (b)) con la fuente de corriente apagada y la salida ajustada mediante el potenciómetro en 0 mA. Luego, prender el switch general de la fuente de corriente. Paso seguido, aumentar el valor de la señal de salida con el potenciómetro. El protocolo de apagado consistió en, primero, en ajustar la corriente en 0 mA. Paso seguido, cerrar la llave que pone en cortocircuito al láser. Finalmente, apagar el switch general de la fuente de corriente.

2.3. Modulación en radiofrecuencia

Para modular en fase la salida del láser, se mezcló una señal en radiofrecuencia (rf) con la corriente continua de entrada al diodo láser mediante un Bias-T (ver Fig. 2.2). Como fuente de modulación rf se utilizó un oscilador de Itrio, Hierro y Granate (YIG), modelo Mini-YIG

6755-722F de Stellex/Endwave. Este tipo de osciladores se consigue con facilidad y a un bajo costo en el mercado. A diferencia de los osciladores controlados por voltaje (VCO), son controlados por corriente constante. Esto hace que el circuito de control del YIG sea un poco más complicado, pero el resultado final es una señal rf estable con bajo ruido de fase y alrededor de +14,5 dBm de potencia de salida. En este trabajo, el control del YIG se realizó mediante el uso de un tablero sintetizador basado en un chip PLL (LMX2326 de National Instruments). El mismo se vende normalmente junto con el Mini-Yig Stellex y su función es lockear (o fijar) la frecuencia del YIG a una fracción de veces la de un VCO de cristal. Se describen a continuación los detalles técnicos relevantes a la implementación y control del sistema de modulación rf en este trabajo. La información y análisis presentados son producto de la revisión de diferentes notas online sobre trabajos previos con osciladores Mini-YIG Stellex, especialmente las de John Miles [26] y Luis Cupido [27], además de la información en las respectivas hojas de datos de los componentes electrónicos de las partes (Mini-YIG y tablero sintetizador) y en Refs. [28,29].

El Mini-YIG Stellex que fue utilizado en este trabajo, emite una señal de +14,5 dBm de potencia (typ.) a frecuencias entre 5,9 y 6,81 GHz (en la aplicación, el rango se extiende entre 5,5 y 6,9 GHz). También se utilizó un Mini-YIG de frecuencias entre 7,71 y 9,57 GHz. Para sintonizar la frecuencia de salida del YIG, es necesario cambiar la corriente que fluye a través de dos bobinas magnéticas internas: una bobina principal, de sintonización gruesa (5 MHz/mA) a velocidad lenta (hasta 10 kHz), y una bobina auxiliar de sintonización fina, para un control más preciso de la frecuencia (150 kHz/mA) con ancho de banda de 400 kHz. La Fig. 2.3 (a) muestra el interior del YIG y las bobinas mencionadas. Para cambiar la corriente de sintonización, se utilizó el tablero sintetizador basado en un PLL LMX2326 que acompaña el Mini-YIG Stellex. Para poner el tablero en funcionamiento, se necesita una fuente de alimentación (externa) de +8,5 y +5 VDC. La entrada de +8,5 VDC también alimenta el YIG, con un consumo total de corriente (en promedio) de ca. 500 mA. Para ello, se diseñó y armó una fuente de tensión regulada, cuyo esquemático y detalles técnicos se dan en el apéndice A. Además, se requiere de un medio externo para programar el chip PLL. Con este fin, se diseñó un programa basado en Arduino para establecer comunicación con el tablero por puerto serie de una computadora (código del programa en apéndice B). Tanto la fuente de tensión como el programa en Arduino tuvieron base en la idea implementada en Ref. [27]. Además, se programó una interfaz gráfica en Lantz para un control “user-friendly”.

Para diseñar el programa en Arduino, fue necesario entender el funcionamiento del tablero sintetizador. No es la intención aquí desglosar en detalle cada uno de los componentes presentes en el circuito del sintetizador, sin embargo, vale la pena comentar en qué consisten algunas partes del sintetizador que son importantes para hacer de éste una buena opción para el control de un YIG, i.e., que a la salida del YIG se obtenga una señal rf limpia y estable. La explicación que se da a continuación va de la mano con las referencias en la fotografía del tablero sintetizador en la Fig. 2.3 (c) (partes enumeradas del 1 al 6) y con el diagrama simplificado de la Fig. 2.4.

Los componentes principales del tablero sintetizador son un chip PLL LMX2326 de National Instruments (1), un preescalador “divisor por cuatro” CND-2025 (2), dos de etapas de ganancia

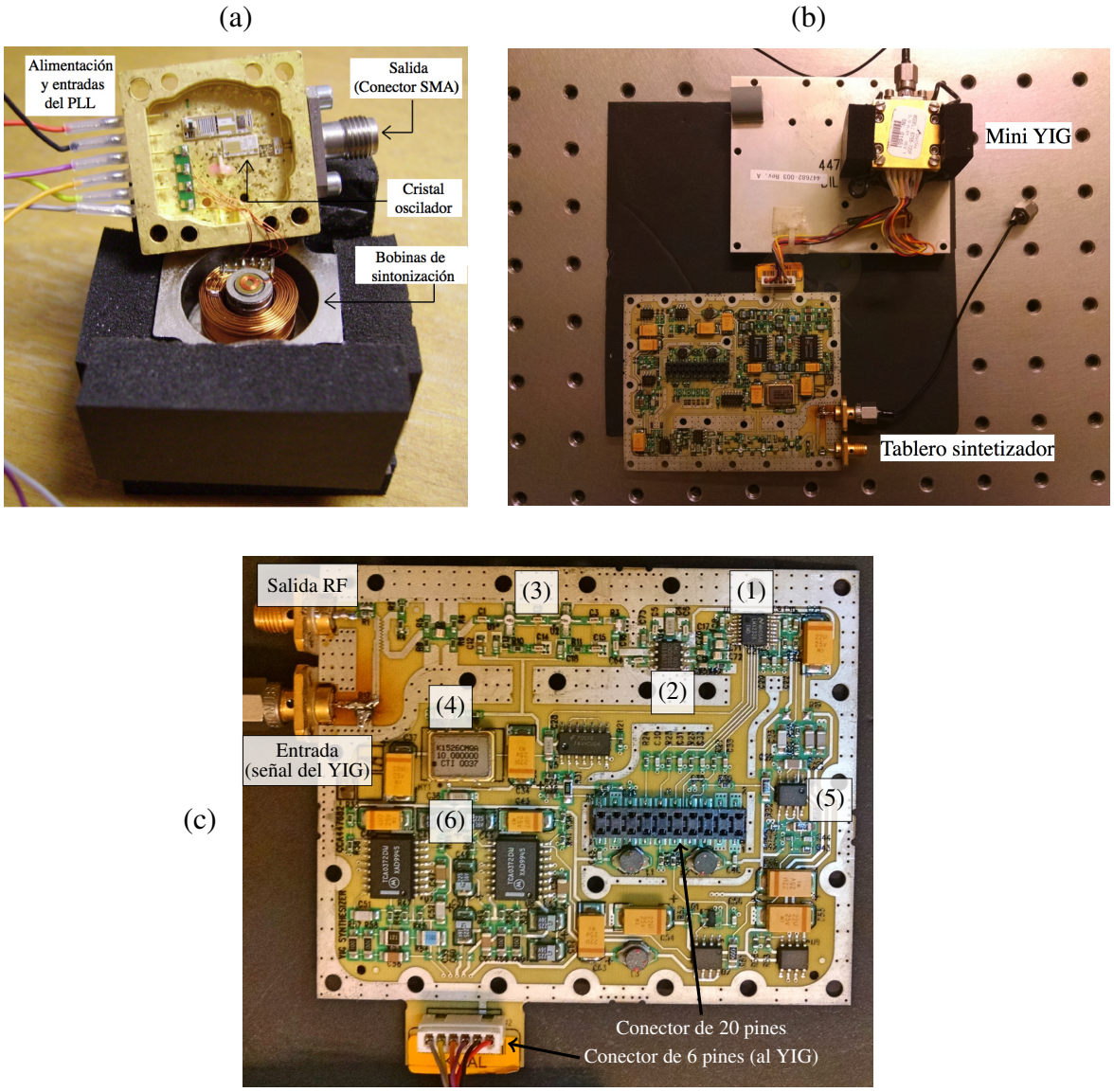

Figura 2.3: (a) Interior del oscilador Mini-YIG de Stellex/Endwave (imagen extraída de Ref. [30]). (b) Oscilador Mini-YIG conectado al tablero sintetizador. (c) Tablero sintetizador basado en PLL LM2326; las partes enumeradas se comentan en el texto.

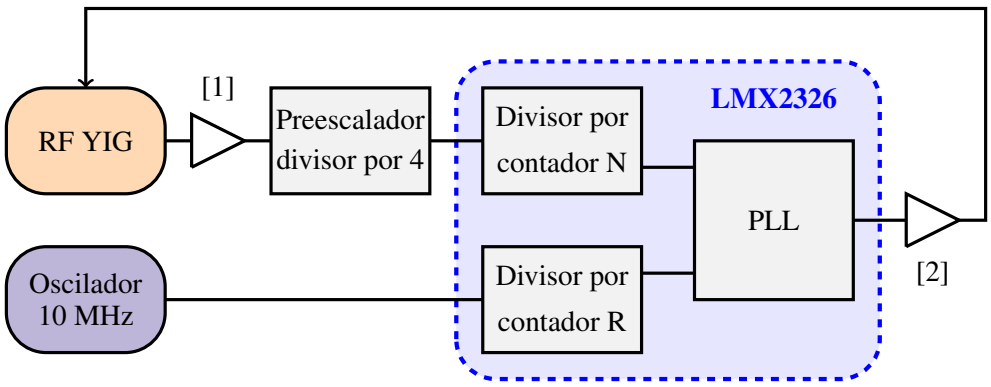

Figura 2.4: Esquema de los componentes principales del tablero sintetizador del Mini-YIG Stellex. [1] y [2] son, respectivamente, amplificadores de la señal rf del YIG y de la corriente de salida del PLL.

mediadas por amplificadores SNA-176 MMIC (3), un oscilador controlado por voltaje (VCO de cristal) MtronPTI K1526CMQA (4) para la referencia de 10 MHz del chip PLL, un amplificador operacional LMC6482 (5) en el filtro activo del PLL y un par de amplificadores operacionales para alta corriente, Motorola TCA0372 (6) a la entrada de las bobinas de sintonización del YIG (ver Fig. 2.3 (c)). El muestreo de la señal del YIG (Entrada RF por conector SMA en Fig. 2.3 (c)), se realiza por medio de una microstripline, que es una franja de conducción separada de la franja de masa por un sustrato dieléctrico. Esta señal alimenta las etapas de ganancia de los MMIC (3) antes de entrar en el preescalador (2). La señal RF, dividida por cuatro, es conectada al pin de entrada rf del LMX2326 (1). En esta etapa, el PLL compara las señales del YIG dividida por 4 y por un factor N, con la del VCO de cristal (4) dividida por un factor R (ver Fig. 2.4). Como resultado, se lockea la frecuencia del YIG a una fracción de la frecuencia del VCO. Esta señal es la que se lee en la Salida RF.

El Mini-YIG Stellex se conecta al tablero mediante el conector de 6 pines señalado en la Fig. 2.3 (c), a través del cual el tablero se comunica con las bobinas de sintonización gruesa y fina del YIG y comparte la señal de alimentación en +8,5 VDC. El tablero además cuenta con un set de 20 pines, ubicado en el centro del mismo (ver Fig. 2.3 (c)), que permite acceso a diferentes líneas de información, tales como el voltaje DC de entrada, líneas reloj (Clock), datos (Data), habilitante de carga (Load Enable) y detector de lockeo (Lock Detect), necesarias para programar el control. Además, es posible acceder a la referencia interna de 10 MHz y usarla para ajustar ligeramente la frecuencia de salida rf final del YIG, así como a un control de encendido y apagado (opcional) del YIG. El pinout del tablero se indica en la Tabla 2.1.

Pin	Descripción	Pin	Descripción
1	Gnd	11	YIG On/Off
2	Gnd	12	LMX2326 Load Enable
3	Gnd	13	No Connect
4	Gnd	14	LMX2326 Lock Detect
5	+5 VDC Input	15	+8,5 VDC Input
6	+5 VDC Input	16	+8,5 VDC Input
7	LMX2326 Clock	17	Gnd
8	No Connect	18	Gnd
9	No Connect	19	10 MHz Reference Output
10	LMX2326 Data	20	10 MHz Reference Tune (0 - 2,5 V)

Tabla 2.1: Pinout del conector de 20 pines del tablero sintetizador. Aclaraciones: *pin 11*, conectar a +5 VDC a través de resistencia de 1 kΩ; *pin 14*, low en PLL-unlock.

A partir de esta información, se tiene lo necesario para programar el software de control del tablero sintetizador, siguiendo las especificaciones de programación en la hoja de datos del LMX2326. En dicho programa, se definen los valores de R y N en Fig. 2.4, que determinan la frecuencia final (RF) de salida del YIG, así como el paso mínimo para programar un barrido en frecuencia.

2.4. Implementación en setup experimental

La Fig. 2.5 muestra una fotografía del setup experimental completo para el cual fue diseñado sistema láser de este capítulo. Las partes del experimento fuera del sistema láser se describen en detalle en los capítulos 3 y 4. Se muestra la versión final con la fuente de corriente modelo 2. El circuito del controlador de temperatura se encuentra debajo de la mesa en la fotografía, dentro de un gabinete Eurorack.

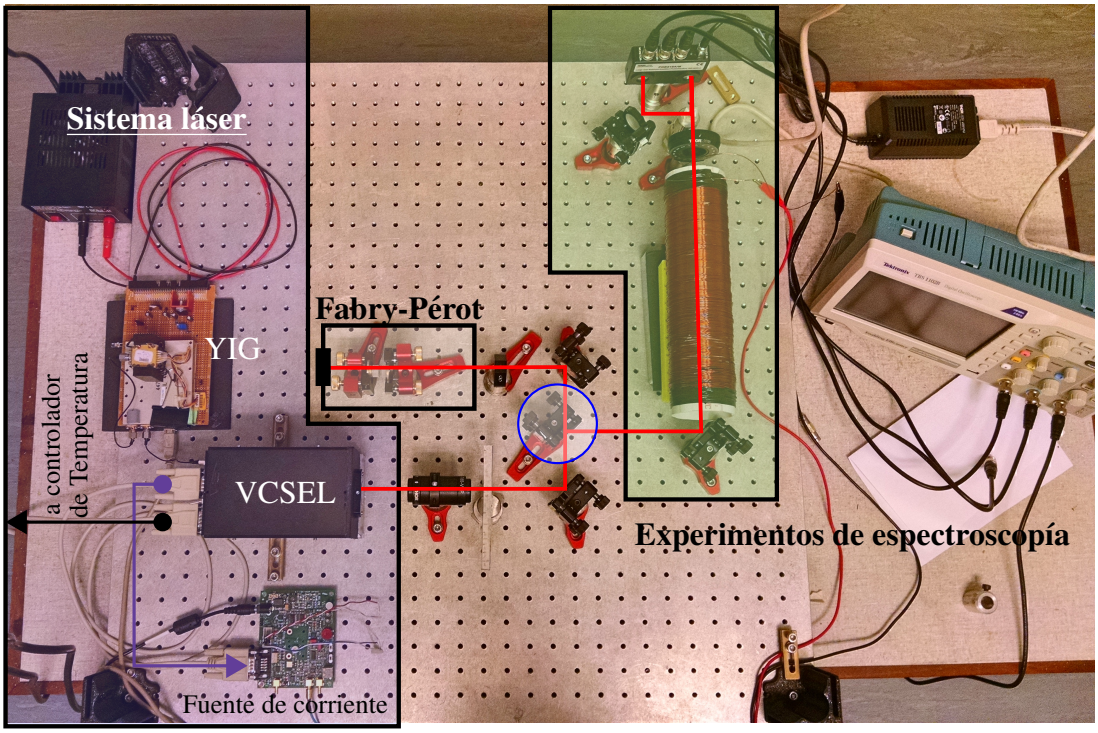

Figura 2.5: Fotografía del setup experimental completo para realizar los experimentos de esta tesis. En el recuadro "Sistema láser" se indican las partes que fueron detalladas en este capítulo. Los recuadros "Fabry-Pérot" y "Experimentos de espectroscopía" se describen en los capítulos 3 y 4, respectivamente. El círculo azul señala un espejo rebatible que permite trabajar con la parte de la mesa óptica correspondiente al Fabry-Pérot, o con la parte correspondiente a los experimentos de espectroscopía.

Capítulo 3

Caracterización del láser

Como paso previo a realizar los experimentos de espectroscopía atómica propuestos en este trabajo, es importante conocer las características propias de las fuentes de luz a utilizar, dado que constituyen la principal herramienta de lectura de las propiedades atómicas de interés. Al utilizar VCSELs debe tenerse en cuenta que los mismos operan en diferentes regímenes según el valor de corriente de entrada, que la longitud de onda especificada en la hoja de datos puede variar considerablemente respecto a la de emisión real, y que sus propiedades intrínsecas pueden ser diferentes según su fabricación. Si bien, por dichos motivos, un VCSEL puede resultar o no óptimo para un dado experimento, existe la posibilidad de manipular sus propiedades para adecuarlos a los objetivos de aplicación. Estas características, de las cuales depende que un experimento pueda o no realizarse, varían según precio y fabricación del VCSEL. Por eso, se considera fundamental realizar una caracterización previa para evaluar costo y beneficio de su implementación.

En este capítulo se presentan distintas técnicas que sirvieron para conocer la longitud de onda y comportamiento de la señal de salida de VCSELs de los fabricantes Thorlabs, Roithner y Vixar, para luego elegir el que mejor se adapte a los objetivos experimentales. Las técnicas implementadas consisten en utilizar un analizador de espectro (analizador de espectro) y un interferómetro Fabry-Pérot. Ambas técnicas son herramientas básicas para el trabajo en espectroscopia láser de alta resolución y permiten conocer con gran precisión la longitud de onda y las propiedades espectrales de un láser. Se desarrollan, brevemente, tanto aspectos teóricos como prácticos necesarios para la implementación de ambas técnicas, luego se presentan los resultados de la caracterización de distintos VCSELs, poniendo énfasis en la tarea de selección.

3.1. Técnicas

Se describen a continuación los aspectos teóricos de las técnicas implementadas para la caracterización de láseres: analizador de espectro e interferómetro Fabry-Pérot. Además, se da una descripción del setup experimental y de algunos aspectos prácticos a tener en cuenta al llevar a cabo las mediciones.

3.1.1. Analizador de espectro

Un analizador de espectro es un medidor de longitud de onda que proporciona información precisa de la longitud de onda de un láser. Esto es muy importante cuando se trabaja con diodos láser semiconductores (en particular, VCSELs), ya que la longitud de onda exacta de éstos no se conoce a priori [31]. Mediante esta técnica fue posible conocer con exactitud cómo varía la longitud de onda del láser con la corriente y temperatura. En este trabajo, se utilizó un analizador de espectro LSA de HighFinesse que opera acoplado por fibra óptica, con una resolución de 0,001 nm.

3.1.2. Interferómetro Fabry-Pérot

Un método para conocer con alta resolución el espectro óptico de un haz luminoso, es utilizando un interferómetro Fabry-Pérot. Esto es un resonador óptico (o cavidad) que consiste en dos espejos de alta reflectividad, paralelos entre sí y perpendiculares al haz incidente. Si la curvatura de los espejos corresponde a un sistema de enfoque periódico estable, y sus dimensiones transversales son suficientemente grandes como para despreciar pérdidas de difracción de borde, entonces estos espejos pueden "atrapar" un conjunto de modos gaussianos, de orden bajo y alto, reflejándolos ida y vuelta entre ellos. Estos modos, Hermite-Gaussianos (HG) en coordenadas cartesianas y Laguerre-Gaussianos (LG) en coordenadas cilíndricas (ver Fig. 3.1), forman a primera aproximación un conjunto de modos de resonancia de la cavidad [32].

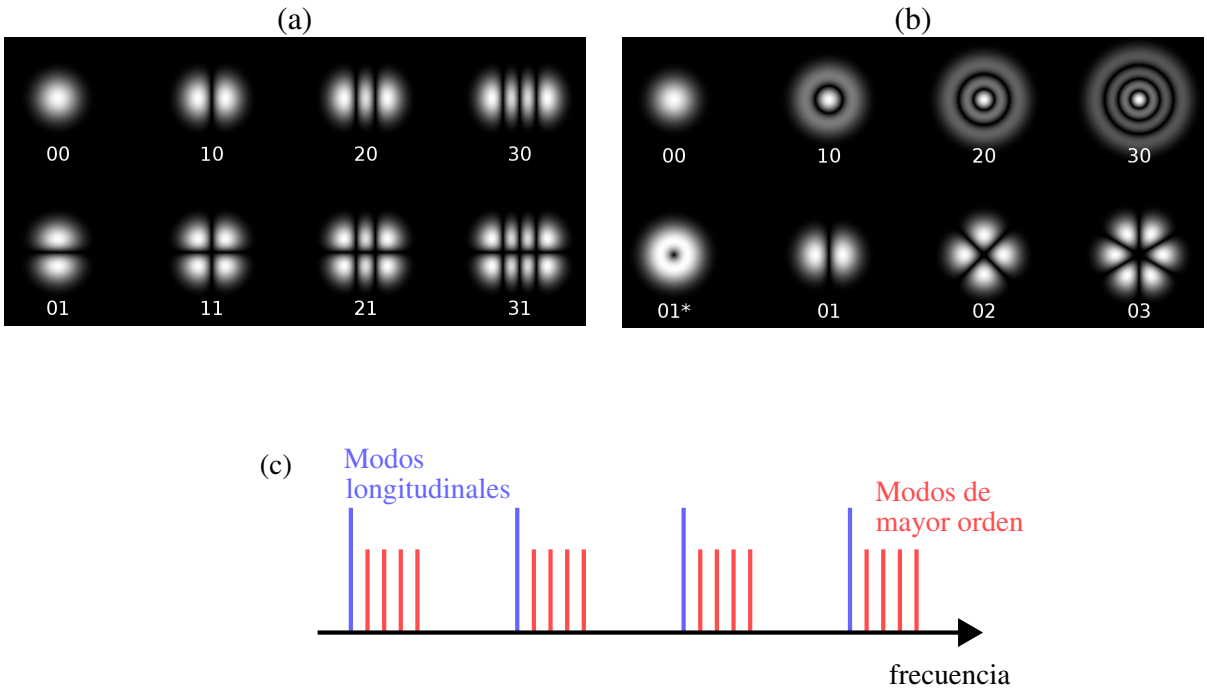

Figura 3.1: Sección transversal de los primeros modos de HG (a) y LG (b); se indican con números los modos con índices (n, m) y (p, l), respectivamente. (c) Modos de resonancia en un resonador óptico; la distancia entre modos longitudinales corresponde a un FSR (definido en el texto).

Para estudiar los modos de resonancia axial (longitudinal o gaussianos) de una cavidad Fabry-Pérot, se define el "rango espectral libre" (FSR), como la distancia entre frecuencias de resonancia adyacentes ($\Delta\nu$) según,

$$\mathrm{FSR} = \Delta\nu = \frac{c}{2L}, \tag{3.1}$$

donde L es la separación entre espejos, i.e., longitud de la cavidad, y c la velocidad de la luz [33]. También es de utilidad definir la magnitud conocida como finesa ($\mathscr{F}$) de la cavidad, como el cociente entre el FSR y el ancho de línea de la cavidad ($\delta\nu_C$) (comúnmente se utiliza el ancho de banda o el ancho total a la mitad del máximo, FWHM) de sus resonancias. Está totalmente determinada por las pérdidas del resonador y es independiente de la longitud mismo. Se define,

$$\mathscr{F} = \frac{\mathrm{FSR}}{\delta\nu_C} = \frac{\pi(\mathrm{R_1R_2})^{1/4}}{1-(\mathrm{R_1R_2})^{1/2}}, \tag{3.2}$$

donde $\mathrm{R_1}$ y $\mathrm{R_2}$ son los coeficientes de reflectividad de los espejos que conforman la cavidad, siendo válida la expresión para pérdidas bajas de potencia (e.g., menores al 10 %), i.e., sólo para valores de muy grandes de $\mathscr{F}$ [34].

El FSR limita el intervalo de frecuencia óptica en que la cavidad Fabry-Pérot puede usarse. Al disminuir la longitud de la cavidad se obtiene un FSR grande y, por lo tanto, un mayor rango en el que es posible realizar una asignación espectral única. Del mismo modo, si se aumenta la longitud de la cavidad, puede mejorarse la resolución de la longitud de onda para obtener con mayor precisión el ancho de banda, al coste de reducir el FSR. Esto es algo que debe tenerse en cuenta a la hora de medir el espectro óptico, y puede ser estimado mediante la relación para el ancho de línea,

$$\delta\nu_C = \frac{\mathrm{FSR}}{\mathscr{F}}. \tag{3.3}$$

En este trabajo, se fabricó una cavidad Fabry-Pérot con dos espejos de alta reflectividad (99 %), uno esférico (radio de curvatura $R = 250$ mm) y uno plano, formando una cavidad semiesférica. Este tipo de cavidad es útil por su baja sensibilidad en reflectividad ante una desalineación pequeña, y por poseer bajas pérdidas por difracción [32]. El espejo esférico se pegó con epoxy a un piezoeléctrico anular (PZT) de Ferroperm (PZ26) conectado a un generador de funciones. El PZT se pegó, a su vez, a un soporte de $1''$ de diámetro, sostenido con un posicionador de espejos (se usó el mismo sistema de soporte para el espejo sin PZT). Estos materiales cerámicos cambian la longitud de su estructura cristalina en un plano según el voltaje de entrada. Así, al variar la tensión de entrada periódicamente con un generador de funciones, es posible escanear la cavidad Fabry-Pérot. Midiendo la señal transmitida en función del tiempo con un fotodetector y un osciloscopio, se puede adquirir el espectro óptico de la luz incidente [34].

Para el escaneo de la cavidad se realizó un barrido en tensión del PZT, de amplitud entre cero y 500 V, y forma senoidal con período entre 19 y 26 Hz. El período de la señal de referencia fue ajustado para la medición de cada láser en particular, de forma tal que el ancho total del

espectro sea menor que un FSR y el barrido el barrido sea lo suficientemente lento para alcanzar un estado cuasi-estacionario del resonador. Para adquirir la señal óptica a la salida de la cavidad, se utilizó un fotodiodo activo BPN25R de responsividad 0,9 A/W entre 780 y 860 nm, e impedancia de entrada de 47 kΩ. Como consecuencia, un haz de luz láser de 10 µW de potencia óptica genera una señal de 4,65 V.

La Fig. 3.2 muestra una cavidad Fabry-Pérot implementada en este trabajo. Se utilizaron distintos tamaños de cavidad según las necesidades prácticas, e.g., obtención de una mayor resolución del ancho de banda o apertura de un rango mayor de frecuencias para visualizar el espectro óptico completo. Las características de cada una (longitud, FSR, etc) se indican en cada resultado en particular en la sección 3.2.

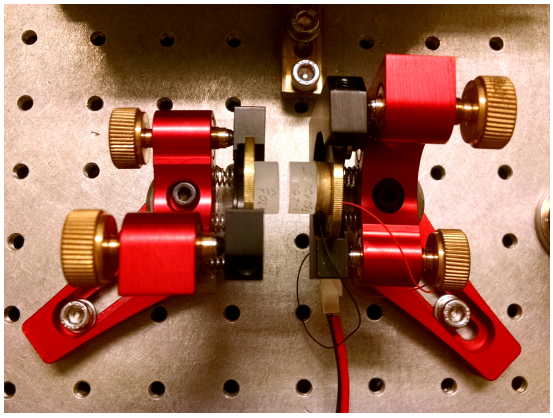

Figura 3.2: Fotografía de una cavidad Fabry-Pérot utilizada en este trabajo. $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm.

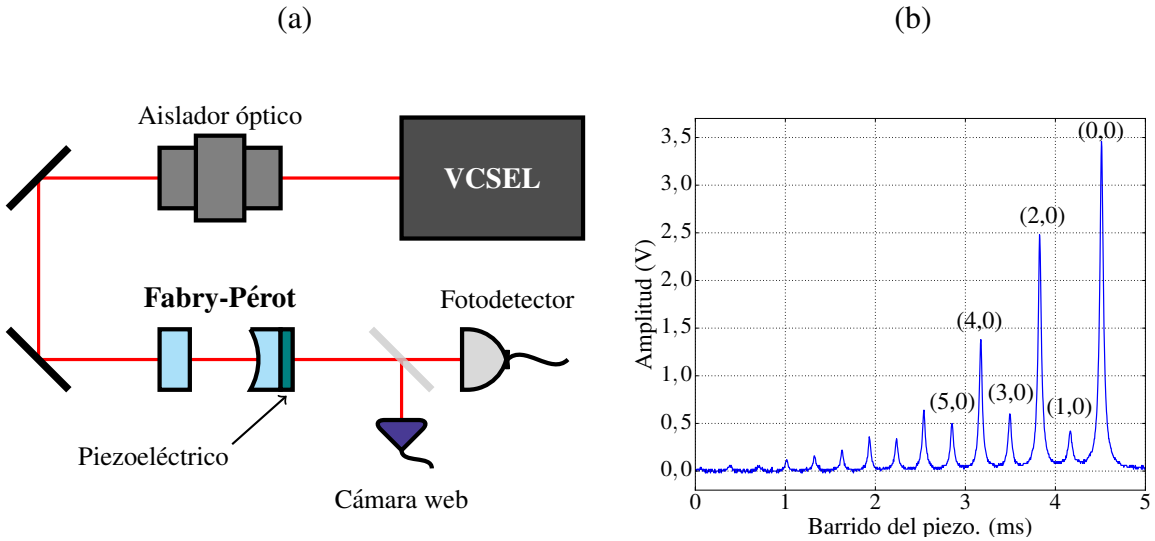

Figura 3.3: (a) Esquema del setup experimental para el uso del interferómetro Fabry-Pérot. (b) Ejemplo de medición de los modos de resonancia de una cavidad de $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm, con VCSEL del fabricante Vixar de 795 nm a i_{in} = 1,2 mA; se indican como (p, l) los cinco primeros modos TEM_{pl}.

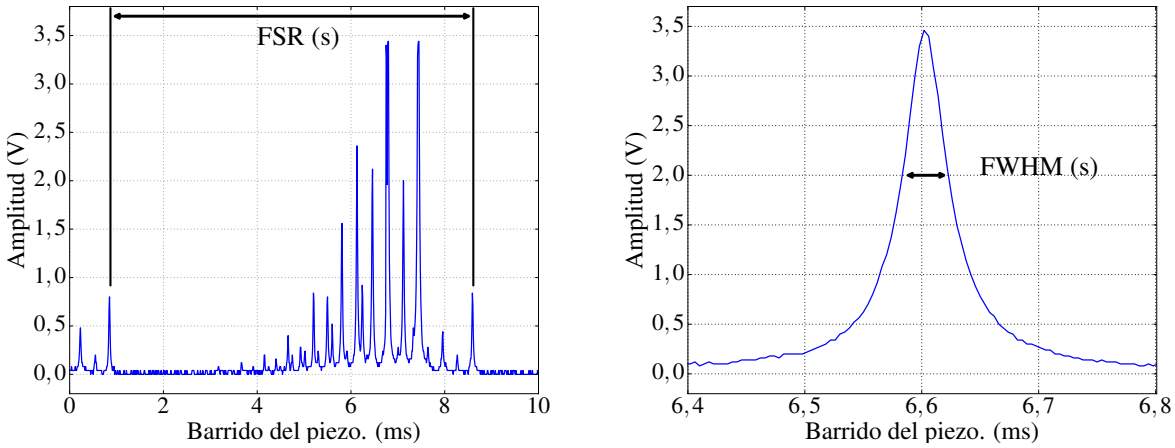

Figura 3.4: Ejemplificación de la medición del FSR y el FHWM en una cavidad de $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm, con VCSEL del fabricante Vixar de 795 nm a i_{in} = 1,2 mA.

La Fig. 3.3 (a) muestra el esquema experimental para la utilización del interferómetro Fabry-Pérot. En dicho esquema, el módulo "**VCSEL**" representa el soporte mecánico, electrónica de control y sistema de modulación rf del capítulo 2. Allí mismo se encuentra el VCSEL y, frente a él, una lente para colimar el haz. Se colocó un aislador óptico (Thorlabs Free-Space Isolator, IO-5-780-VLP o IO-5-850-VLP, según la longitud de onda de trabajo) para evitar la transmisión óptica en reversa de las reflexiones del haz. Esto es necesario debido a que las reflexiones inversas pueden generar inestabilidades en la fuente de luz, incluyendo ruido de intensidad, cambios de frecuencia, saltos de modo y pérdida de lockeo, que impedirían la correcta caracterización de la señal del láser (ver ejemplo de esto en apéndice E). Finalmente, para medir la luz transmitida se utilizó un fotodetector conectado a un osciloscopio Tektronix TBS1102B, registrando en un canal del mismo la señal del Fabry-Pérot, y en el otro, la señal de referencia.

En la Fig. 3.3 (b) se muestra, a modo de ejemplo, un resultado de señal del Fabry-Pérot medida en este setup de la Fig. 3.3 (a). Se señalan sobre el gráfico los modos TEM_{pl} de las correspondientes resonancias en función del barrido del piezoeléctrico (esto último como indicador de la técnica), donde el TEM_{pl} es un modo longitudinal de la cavidad y los TEM_{p0}, con $p \geq 1$, son los modos transversales (de mayor orden, ver Fig. 3.1). Tanto los ejemplos de medición de la Fig. 3.3 como los de la Fig. 3.4 se muestran lo que se ve en la pantalla del osciloscopio, i.e., una señal de voltaje en función del tiempo. Dado que el barrido del piezoeléctrico en este trabajo se realizó con una señal senoidal, para obtener una medición correcta de la amplitud de los modos que se obtienen cercanos a los máximos del barrido, es necesario eliminar esa dependencia en las mediciones. Para ello, se grafica la señal de la cavidad medida en función de la señal de referencia. Como resultado se obtiene un gráfico equivalente al de la medición original en el osciloscopio, pero en función de la amplitud del barrido.

Es de utilidad en la práctica convertir el eje de abscisas, ya sea en unidades de tiempo o voltaje, a frecuencias. Una forma de hacerlo es encontrando la relación entre mediciones equivalentes en distintas unidades, a partir de la constante $\mathscr{F}$ (ecuación 3.3). Conociendo los valores del FSR y FWHM , e.g, medidos como muestra la Fig. 3.4 (unidades de tiempo o voltaje, según sea el caso), y del FSR calculado mediante la ecuación 3.1 en el espacio de frecuencias, se deriva a partir de la ecuación 3.2 la relación,

$$\text{FWHM (Hz)} = \frac{\text{FWHM (V)}}{\text{FSR (V)}}\,\text{FSR (Hz)}, \tag{3.4}$$

donde se reemplaza el valor medido en unidades de voltaje por el medido en unidades de tiempo, según el caso.

Otra alternativa para convertir el eje de abscisas de una medición al espacio en frecuencias, es hacer uso de la ecuación,

$$\frac{\nu}{\nu_0} = (q+1) + \frac{1}{\pi}(2p+l+1)\arccos\sqrt{\left(1-\frac{d}{R_1}\right)\left(1-\frac{d}{R_2}\right)}, \tag{3.5}$$

donde ν es la frecuencia resonante de un modo de la cavidad, ν_0 es la separación en frecuencia entre resonancias longitudinales sucesivas (FSR, dado por la ecuación 3.1), q es el número de modo longitudinal (nodos de la onda estacionaria axial) y p y l los coeficientes asociados a un modo LG, R_1 y R_2 son los radios de curvatura de cada espejo en la cavidad (tabulados) y d es la longitud de la cavidad. Para un fundamento teórico de esta ecuación consultar Ref. [35]. La ecuación 3.5 además permite realizar una medición indirecta la longitud de la cavidad. Cuán bueno es este método para calibrar el eje de abscisas del espectro óptico, depende de la precisión con que se mida la señal del Fabry-Pérot.

Cabe mencionar que el uso de láseres fuera del rango visible, supone una dificultad extra a la hora de alinear una cavidad Fabry-Pérot. La alineación óptima consiste en lograr que el haz vaya y vuelva por el mismo camino, con incidencia normal en los dos espejos de la cavidad. Las herramientas utilizadas para alinear el haz fueron una tarjeta infrarroja VRC2 de Thorlabs, una cámara IR y una cámara web Logitech. La tarjeta infrarroja consiste en un plástico con una región fotosensible que permite ubicar el haz de luz láser en su superficie. Tanto la tarjeta como la cámara IR, permitieron visualizar los puntos de incidencia del haz en una superficie, facilitando así la alineación del camino óptico. La cámara web permite ver la forma del haz que incide directamente sobre su sensor y fue colocada a la salida de la cavidad Fabry-Pérot, como indica el esquema de la Fig. 3.3, con el objetivo de ayudar a sintonizar los modos longitudinales de la cavidad, idealmente, el modo TEM_{00} (gaussiano), ya que esto indica la alineación correcta del haz. La Fig. 3.5 muestra un ejemplo de lo que se observa con la Cámara web cuando se logra una alineación óptima, para la cual el modo longitudinal de mayor amplitud fue TEM_{20}.

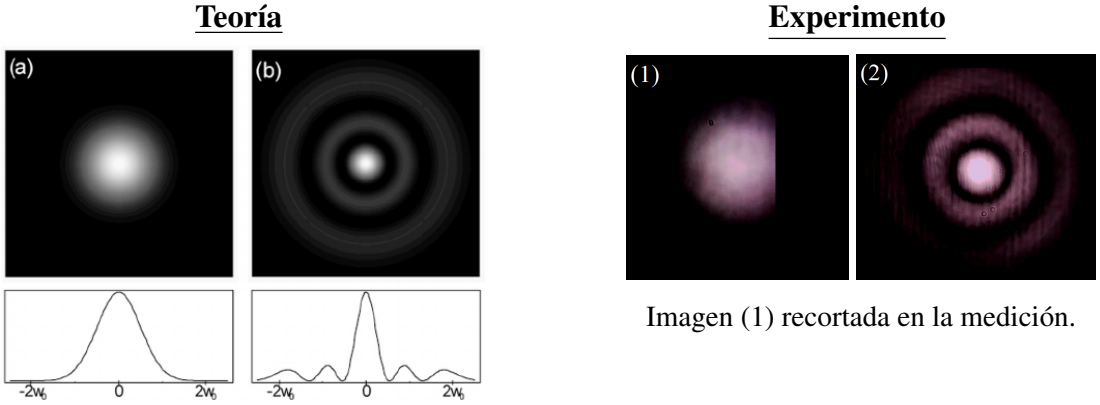

Figura 3.5: Teoría: Sección transversal y espectro óptico de modos LG con índices (p, l) (a) (0,0) y (b) (2,0); imagen extraída de Ref. [36]. Experimento: Imagen tomada con Cámara web Logitech de la sintonización del modo LG con índices (1) (0,0) en Vixar de 795 nm a i_{in} = 2,2 mA y (2) (2,0) en Thorlabs de 850 nm, i_{in} = 1 mA, ambos en cavidad Fabry-Pérot de $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm.

3.2. Selección del VCSEL

En esta sección se presentan resultados de la caracterización de VCSELs de los fabricantes Thorlabs, Roithner y Vixar, utilizando las técnicas de la sección anterior. No es la intención de esta parte del trabajo dar un análisis exhaustivo de las propiedades de cada VCSEL en particular, sino mostrar resultados más relevantes que dieron lugar a la elección final de un VCSEL en los experimentos de espectroscopía en ^{87}Rb. La selección consistió en: verificar las propiedades conocidas de los VCSELs (corriente umbral, curva iv); ver si la longitud de onda central (λ_c) corresponde a las líneas D del ^{87}Rb ($\lambda_{D_1} = 794{,}978$ nm y $\lambda_{D_2} = 780{,}241$ nm); caso contrario, ver cual es el margen para manipular λ_c al variar corriente de entrada y temperatura del dispositivo; ver que sean monomodo (en mayor medida posible). Es oportuno mencionar que el diodo Thorlabs de 780 nm fue destruido, accidentalmente, por un exceso de corriente directa antes de poder caracterizarlo en profundidad. Sin embargo, debido a sus propiedades de fabricación, bajo costo relativo y posibilidades de implementarlo en futuros experimentos con átomos de Cs, se considera pertinente incluir resultados de la caracterización de un Thorlabs de 850 nm.

3.2.1. Punto de partida

Se dispuso de VCSELs de los fabricantes Thorlabs, Roithner y Vixar para experimentos de espectroscopía en las líneas D del ^{87}Rb. Las distintas marcas presentan diferencias no sólo en precio, sino en sus propiedades intrínsecas, siendo este el punto decisivo para su aplicación. El primer paso hacia la elección del VCSEL más adecuado para los experimentos de este trabajo, consistió en verificar los parámetros de la hoja de datos de cada VCSEL, ya que éstos pueden diferir de los reales como se comenta en el capítulo 1. La tabla 3.1 compara los valores en la hoja de datos con los resultados medidos para cada VCSEL. Se encontró a los valores medidos

Fabricante	λ_c (nm) - spec.	i_{umbral} (mA) - spec.	i_{umbral} (mA) - medido.
Thorlabs	(850)	- // 2,2 // 3,0	$2{,}2 \pm 0{,}1$
Roithner	780	- // 2,0 // 3,5	$2{,}9 \pm 0{,}1$
Vixar	795	0,5 // 0,75 // 1,0	$0{,}6 \pm 0{,}1$

Tabla 3.1: Parámetros "spec." especificados en la hoja de datos; para la corriente umbral se indican valores: mínimo // típico // máximo. Mediciones realizadas a temperatura ambiente. Se informan los datos del diodo del fabricante Thorlabs caracterizado en este trabajo.

comprendidos entre los valores mínimos y máximos especificados para cada diodo láser. Los valores medidos de la longitud de onda de cada VCSEL se dan más adelante, en el desarrollo de este capítulo.

En un VCSEL, como en todo diodo semiconductor, es posible manipular la señal de salida. El primer paso hacia entender cómo hacerlo es conociendo su curva iv (Fig. 3.6). Al igual que otros diodos, los VCSELs tienen un comportamiento iv altamente no lineal e impedancia diferencial baja (alta di/dv). Al ser diodos semiconductores, es la corriente de entrada y no la tensión quien determina la velocidad con la que se inyectan portadores eléctricos en la unión del diodo láser. Además, la velocidad de inyección puede modificarse por efecto de la temperatura y es de esperar que, con su aumento, la curva iv se desplace hacia la derecha (requiriendo tensión más baja para la misma corriente). Del mismo modo, la potencia óptica está fuertemente ligada a la corriente de entrada y menos directamente a la tensión de accionamiento. Por último, se observa que la emisión estimulada en un VCSEL ocurre a corrientes de entrada bastante bajas, e.g., alrededor de 2,2 mA en el caso del un VCSEL Thorlabs (corriente umbral en Fig. 3.6).

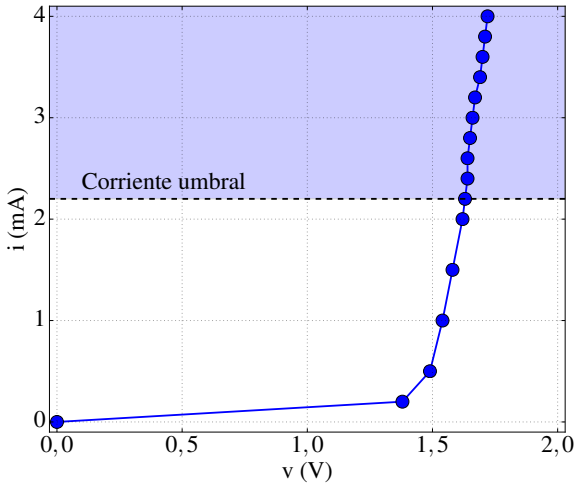

Figura 3.6: Curva iv para VCSEL del fabricante Thorlabs de 850 nm. Se observa laseo por sobre la corriente umbral. Las barras de error no son graficables.

3.2.2. Dependencia en temperatura

El siguiente aspecto a verificar, sobre el que se desea tener control ya que permite una sintonización fina de la longitud de onda real de salida de un VCSEL, es cuánto cambia la longitud de onda del láser en función de la temperatura del mismo. Para tener control de esta variable, se hizo uso de la celda peltier en el soporte del láser (ver capítulo 2). Los resultados que se muestran a continuación fueron medidos con un analizador de espectro, el cual permitió observar cómo se modifica la longitud de onda real a la salida del láser en función la corriente de entrada, para distintas temperaturas del VCSEL. La Fig. 3.7 muestra los resultados de estas mediciones en un Vixar de longitud de onda central 795 nm (spec.) y (794,836 $\pm$ 0,001) nm medida a temperatura ambiente, monomodo en todo el rango de medición. Como resultado, se observa que la longitud de onda del láser aumenta al aumentar la corriente y la temperatura.

La Fig. 3.8 muestra, desde otra perspectiva, la variación de λ_c en función de la temperatura para dos VCSELs del fabricante Roithner. En estas mediciones se muestra el espectro de la señal óptica de salida, con la intención de abrir la discusión acerca del régimen mono- y multi-modo de la subsección 3.2.3. En ambos casos, la longitud de onda especificada por el fabricante es de 780 nm y la corriente de entrada al medir es i_{in} = 3 mA. Es importante observar que, para estos VCSELs, la longitud de onda indicada en la hoja de datos puede diferir considerablemente de la que es medida. No obstante, en ambos casos, se observó que el aumento en temperatura del dispositivo conduce a un incremento de λ_c. Esta posibilidad, sin embargo, no es infinita. Se encontró experimentalmente que, al para T $>$ 35 °C, el diodo láser perdía potencia de emisión hasta dejar de emitir por completo.

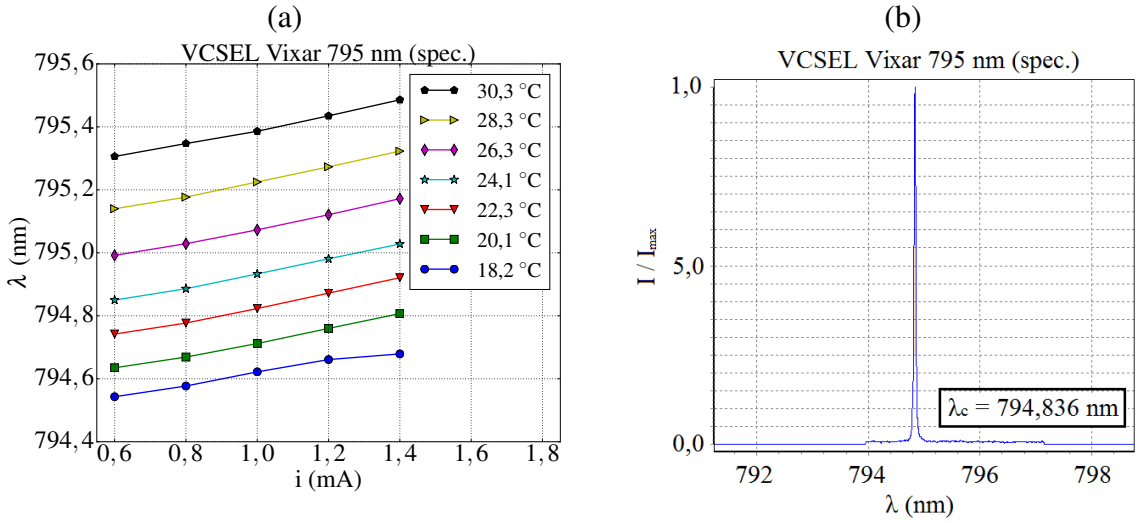

Figura 3.7: (a) Caracterización en corriente y temperatura de un VCSEL del fabricante Vixar de 795 nm (spec.).; barras de error no graficables. (b) Espectro de la señal óptica de salida. Mediciones tomadas con analizador de espectro.

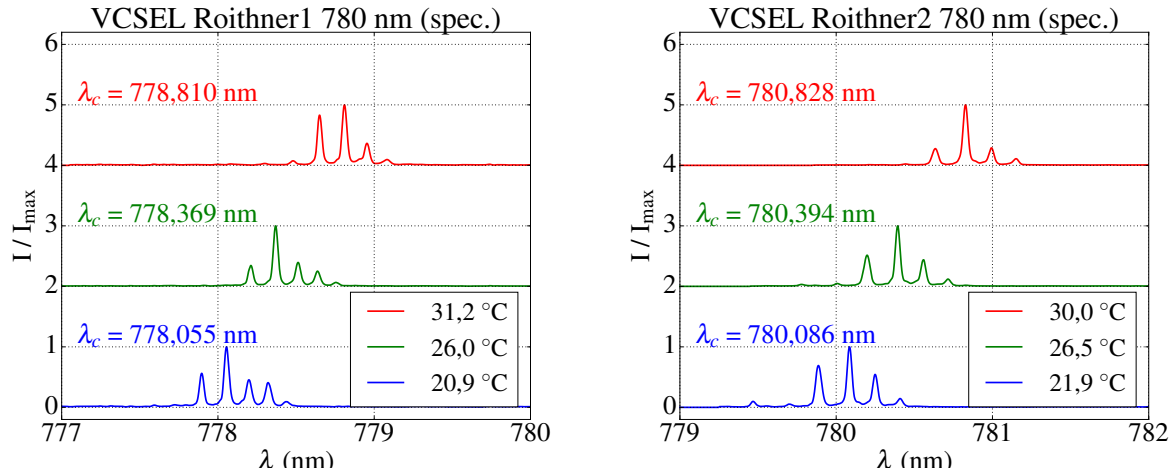

Figura 3.8: Espectro óptico de salida de dos VCSEL del fabricante Roithner distintos, nombrados Roithner1 y Roithner2. Los gráficos fueron desplazados pasos de dos unidades en el eje de ordenadas para mejor visualización. Mediciones tomadas con analizador de espectro.

Es de interés resaltar que, a temperatura la temperatura de trabajo en el laboratorio, alrededor de 21 °C, λ_c medida en Roithner1 difiere en al menos 2 nm de la longitud de onda su objetivo de aplicación ($\lambda_{D_2} = 780{,}241$ nm). En este caso particular, no puede alcanzarse por aumento de temperatura la longitud de onda deseada, por lo tanto, el VCSEL Roithner1 no resultó funcional a los objetivos de esta tesis y fue descartado para su aplicación. En cambio, el VCSEL nombrado Roithner2 sí cubre el rango de longitudes de onda alrededor de la transición λ_{D_2}. Sin embargo, por motivos que se dan a conocer en breve, relacionados con la emisión de más de un modo en su rango de operación, los diodos del fabricante Roithner fueron descartados para la aplicación.

3.2.3. Régimen mono- y multimodo

Según su fabricación, un VCSEL podría operar en régimen mono- o multimodo. Por régimen monomodo se entiende que en un láser se excita un único modo de su resonador (o que un único modo lleva una potencia óptica significativa). Esto es importante en experimentos de espectroscopía atómica para saber con precisión la energía con que se estimula el sistema. Si además el modo del láser gaussiano, la salida se encuentra próxima al límite de difracción, i.e., tiene una calidad de haz ideal. En régimen multimodo, se excita más de un modo del resonador. La ventaja de esto es que un ancho mayor de emisión permite que el láser emita a potencias más altas. La desventaja es que esto ocurre a expensas de perder coherencia espacial.

Resultados de mediciones con analizador de espectro:

Se dispuso de VCSELs de tres tipos: monomodo, multimodo, y mono- o multimodo según el régimen de operación. Tales características pueden conocerse a partir de una medición del

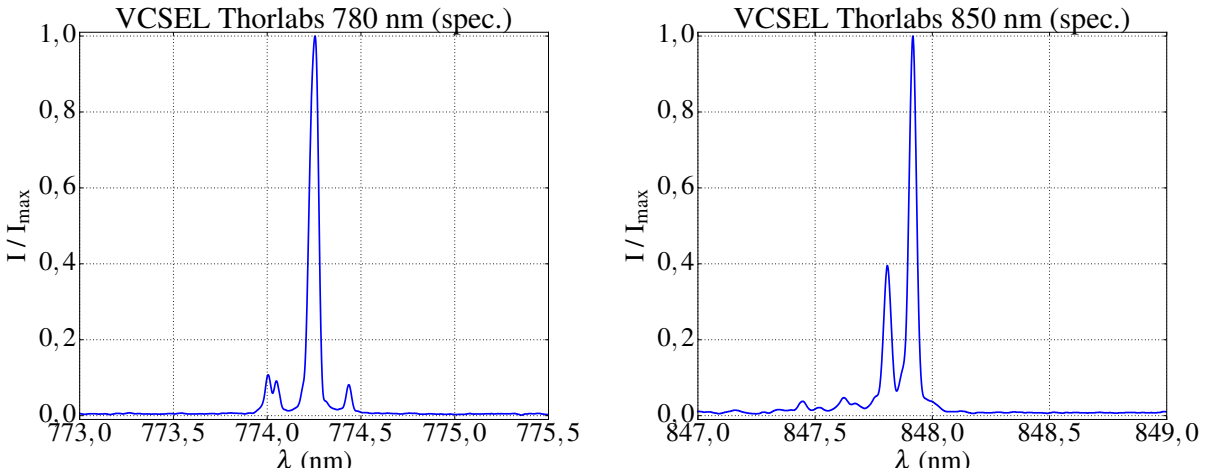

Figura 3.9: Espectro óptico de VCSELs del fabricante Thorlabs de 780 nm y 850 nm (spec.). En ambos casos i_{in} = 3,6 mA y T = (21,0 $\pm$ 0,1) °C. Mediciones tomadas con analizador de espectro.

espectro óptico de salida del láser. En este tipo de medición, se verificó que el VCSEL del fabricante Vixar es monomodo en todo su rango de operación (ver espectro óptico en Fig. 3.7 (b)) y que el del fabricante Roithner es multimodo en todo su rango de operación (ver Fig. 3.8). En VCSELs del fabricante Thorlabs, se encontró que los mismos tienen la posibilidad de operar tanto en régimen monomodo como multimodo. A continuación, se da un análisis de estas características.

La Fig. 3.9 muestra el espectro óptico de dos VCSELs del fabricante Thorlabs (780 nm y 850 nm). Se midió en ambos casos que λ_c corresponde al pico de mayor intensidad. Aquí se muestra la única medición que se alcanzó a realizar del VCSEL Thorlabs de 780 nm, antes de su destrucción, donde puede observarse que un único modo lleva la potencia óptica significativa. En cambio, para el VCSEL Thorlabs de 850 nm, hay presentes dos modos con potencia óptica significativa. Se observó que a corrientes cercanas al umbral la intensidad del segundo modo es menor que para corrientes más altas, i.e., que el láser es monomodo a corrientes cercanas al umbral y multimodo a corrientes más altas.

Conociendo si el diodo láser es mono- o multimodo para un dado valor de la corriente de entrada, la elección final de uno u otro depende de los objetivos de implementación. Para el caso de este trabajo, es importante elegir un VCSEL con el que sea posible resolver los modos longitudinales del láser con la mayor precisión posible, para tener un patrón de referencia en frecuencia estable y confiable asociado a las mediciones de un espectro atómico. Además, es preferible que el láser emita mayor potencia óptica en una única longitud de onda para tener control en la sintonización de una transición atómica en particular. Con esto en mente, la elección estuvo dirigida a un láser que sea monomodo en todo o en algún rango de operación del VCSEL. En este punto, se descartó la implementación de VCSELs del fabricante Roithner, por ser multimodo para cualquier corriente de entrada. En segundo lugar, se optaría por un

VCSEL del fabricante Thorlabs, ya que es posible hacerlo funcionar en régimen monomodo para algunos valores de corriente de entrada. En primer lugar se ubica el del fabricante Vixar, cuyo comportamiento es monomodo en todo su rango de operación.

Resultados de mediciones en interferótmero Fabry-Pérot:

Los resultados que se informan a continuación fueron medidos con el interferómetro Fabry-Pérot en el esquema experimental de la Fig. 3.3, de longitud L = (3,0 $\pm$ 0,1) mm y espejos de reflectividad R_1 = R_2 = 0,988 (spec.). Se estima para esta cavidad, FSR = (50 $\pm$ 2) GHz y $\mathscr{F}_{\text{spec.}}$ = 256, mediante las ecuaciones 3.1 y 3.2, respectivamente. La Fig. 3.10 compara la señal del Fabry-Pérot anteriormente utilizado, para el VCSEL Thorlabs de 850 nm. Se observa en el resultado que a mayor corriente de entrada se vuelve menos sencillo distinguir los modos de la cavidad debido a que el láser entra en régimen multimodo. Puntualmente, se observa que para corrientes cercanas al umbral (i_{in} = 2,2 mA) hay un solo pico de resonancia de un modo longitudinal de la cavidad (en curva azul, pico de mayor intensidad a la derecha). Al aumentar un poco la corriente (curva verde, i_{in} = 2,4 mA), se ve que al lado de la resonancia principal de más intensidad aparece un pequeño pico, que puede asociarse a un segundo modo longitudinal. Aumentando un poco más la corriente (curva roja, i_{in} = 2,6 mA), se puede distinguir un cuarto pico. Para corrientes mayores a i_{in} = 2,6 mA ya no es posible distinguir modos longitudinales de la cavidad. Esto último es el principal motivo por el cual se descarta en este trabajo el uso de láseres multimodo en todo su rango de operación.

La Fig. 3.11 muestra la diferencia entre el VCSEL fabricado especialmente monomodo (Vixar) y aquel con la posibilidad de operar en régimen monomodo (Thorlabs). Un aspecto a observar es que la intensidad de los picos de transmisión es, aproximadamente, el doble en

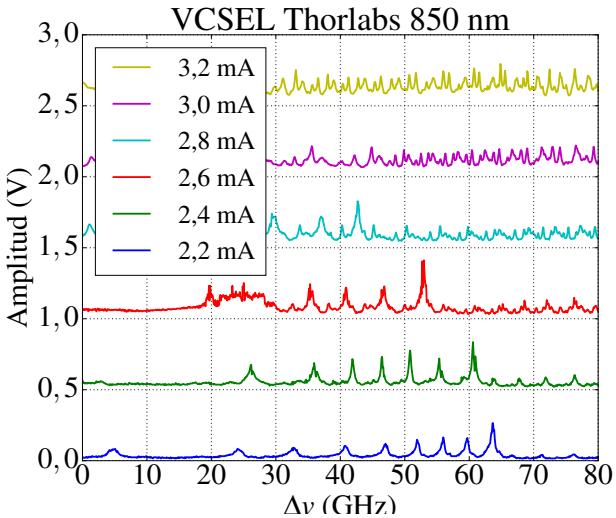

Figura 3.10: Señal en cavidad Fabry-Pérot de $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm para distintas corrientes de entrada del diodo láser de Thoralbs de 850 nm. Los gráficos fueron desplazados en forma escalonada en el eje de coordenadas (pasos de 0,5 V) para mejor visualización.

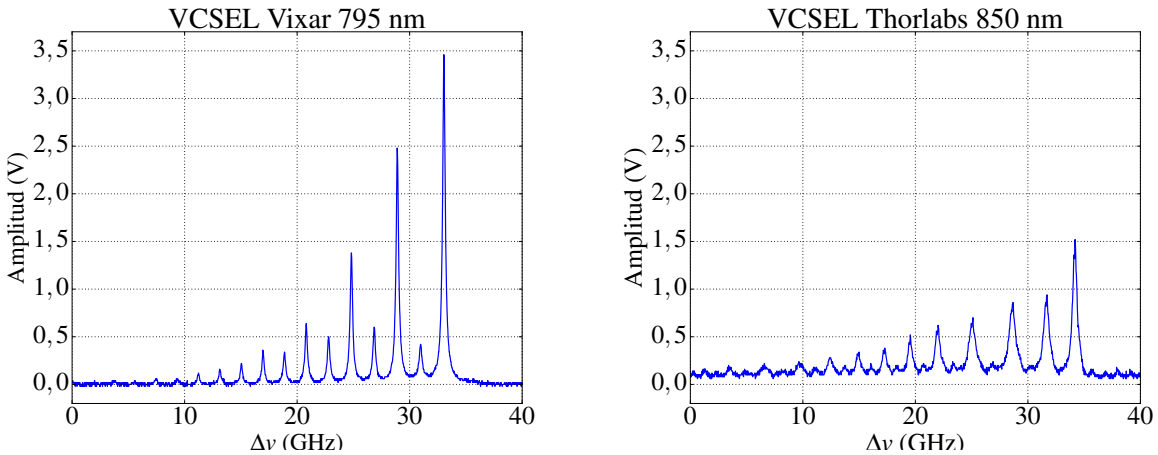

Figura 3.11: Señal en cavidad Fabry-Pérot de $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm y FSR = (50 $\pm$ 3) GHz. Comparación entre diodos láser de Vixar (izquierda) y Thorlabs (derecha), ambos en régimen monomodo.

el diodo Vixar que en el de Thorlabs. Esto se debe a que, para hacer funcionar al último en régimen monomodo, se debe utilizar muy poca corriente por encima del umbral. Esto hace que el VCSEL del fabricante Thorlabs sea monomodo en un régimen donde la potencia emitida es mucho más baja que para el del fabricante Vixar. A pesar de estas diferencias, se puede decir que ambos VCSELs sirven para resolver modos longitudinales de la cavidad Fabry-Pérot y por lo tanto, como referencia en frecuencia para los experimentos de espectroscopía atómica.

3.2.4. Estimación del ancho de banda

Los espectros de la Fig. 3.11 pueden usarse para estimar el ancho de banda de cada uno de los VCSELs. Eliminando la dependencia de la señal medida con la función senoidal del barrido del piezoeléctrico, se midió en los espectros la amplitud de la señal transmitida en función de la señal de referencia. En estas mediciones, se obtuvieron los resultados en la Tabla 3.2. Se informan las mediciones de FSR y FWHM en los espectros y el resultado del cálculo del FWHM en unidades frecuencia, mediante la ecuación 3.4. Restando a esta cantidad el cociente FSR/$\mathscr{F}_{\text{spec.}}$, se obtuvo el valor del ancho de banda del láser $\delta\nu_L$.

Fabricante	FSR (V)	FWHM (V)	FWHM (MHz)	$\delta\nu_L$ (MHz)
Thorlabs	78 $\pm$ 5	1,29 $\pm$ 0,05	641 $\pm$ 95	446 $\pm$ 114
Vixar	71 $\pm$ 5	0,45 $\pm$ 0,05	317 $\pm$ 68	122 $\pm$ 88

Tabla 3.2: Mediciones del FWHM y el FSR para VCSELs de dos fabricantes en cavidad Fabry-Pérot de $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm, FSR = (50 $\pm$ 2) GHz y $\mathscr{F}_{\text{spec.}}$ = 256.

De estos resultados se adelanta la observación de que, en los experimentos del capítulo 4, el ancho de banda del VCSEL supone una limitación en las mediciones. Un ejemplo de esto es un experimento de espectroscopía de absorción saturada, donde se busca resolver en el espectro

atómico anchos de línea estrechos (menores al ensanchamiento Doppler de las líneas espectrales, alrededor de 600 MHz en este trabajo). Hasta el momento de esas mediciones, no había sido tomado en cuenta qué tan chico debía ser el ancho de banda del láser en función de la realización de esos experimentos. Sin embargo, la selección del VCSEL fue orientada desde un principio a preferir el de menor ancho de banda. La problemática hallada llevó a una caracterización más rigurosa del láser seleccionado.

Con el objetivo de obtener una mejor estimación del ancho de banda del láser, se armó una cavidad Fabry-Pérot de $L = (120,0 \pm 0,1)$ mm, que resulta en FSR $\simeq$ 1,25 GHz y ancho espectral propio $\delta\nu_C \simeq 5$ MHz. Se obtuvo así un ancho de banda del láser $\delta\nu_L \sim 6$ MHz. Sin embargo, al repetir las mediciones barriendo la corriente en vez de la tensión en el piezoeléctrico de la cavidad, se observó un comportamiento intermitente, que indica que este barrido puede estar ocasionando oscilaciones de la frecuencia que se manifiestan como un mayor ancho de banda efectivo. Esto último se observó en los experimentos de espectroscopía de absorción saturada en el capítulo 4, los cuales fueron realizados por un barrido en la corriente de entrada al láser. Más aun, esta intermitencia no se observó en el espectro medido con la cavidad de $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm y barrido en corriente. Lo que indica que tal modulación está por debajo del ancho propio de esta cavidad ($\nu_C \simeq 195$ MHz).

3.2.5. Modulación en radiofrecuencia

Se estudió la modulación rf de los diferentes VCSELs, utilizando el oscilador Mini-YIG, cuyo funcionamiento y control por programación fue descripto en el capítulo 2. En esta sección se presentan únicamente los resultados de para el diodo láser de Vixar debido a que no fue posible distinguir la modulación del fondo de ruido que presenta la señal de la cavidad de los diodos láser de Thorlabs (ver VCSEL Thorlabs en Fig. 3.11) ni de Roithner (por los mismos motivos que en el de Thorlabs).

En la Fig. 3.12 se muestran los resultados de las mediciones con un oscilador YIG de frecuencias entre 5,9 y 6,81 GHz. Programando una modulación del YIG de 6,8 GHz, se obtuvieron las llamadas "bandas laterales" a asociadas a un modo de la cavidad. Con esto se comprueba que la salida del láser está siendo modulada. Las bandas laterales se señalan con flechas en el gráfico de la Fig. 3.12 (b) y se observan a cada lado de un modo de resonancia de la cavidad. Las flechas negras señalan las bandas asociadas al modo longitudinal (de mayor amplitud, TEM_{00}), y las flechas grises a las que se asocian al primer modo de orden superior de más amplitud (en este caso, TEM_{20}). Se observa además que las bandas laterales asociadas a modos de orden superior de la cavidad son de menor amplitud y que, a medida que aumenta el orden de los modos, las bandas laterales se pierden entre la señal de las demás resonancias medidas. En el mismo gráfico, las etiquetas A y B indican la medida de la posición de las bandas con respecto al modo al que están asociadas. Para las bandas laterales del modo TEM_{00} (A) se midió $\Delta\nu_{\mathrm{A}}$ = (6,88 $\pm$ 0,06) GHz, y para las del modo TEM_{20} (B), se midió $\Delta\nu_{\mathrm{B}}$ = (7,03 $\pm$ 0,06) GHz. Dichos valores se corresponden con el valor programado del YIG, dentro de la indeterminación dada por la calibración del eje en frecuencias.

Se observa que la aparición de las bandas laterales es a costa de una disminución en intensidad de los modos principales, producto de una pérdida de potencia en el modo de emisión del láser. Esto se ve comparando la señal del Fabry-Pérot entre Figs. 3.11 (a) y (b), sin prender la modulación y con modulación rf, respectivamente. Para evitar la pérdida de potencia en el modo central del láser, se utilizaron diferentes atenuadores a la entrada RF del Bias-T (ver circuito de modulación en Fig. 2.2). Se encontró que la atenuación de la señal del YIG derivaba en una salida del láser con bandas laterales de muy baja amplitud, esto es, del orden de los 10 mV, frente a una amplitud máxima de ≈ 3 V del modo longitudinal de la cavidad (sin prender la modulación). Esto supone una limitación en experimentos donde la emisión de bandas laterales juega un rol principal para la observación de un fenómeno físico (e.g., experimentos de CPT en capítulo 4). La Fig. 3.12 (c) muestra estos resultados, a partir de los cuales se decidió trabajar sin atenuadores de la señal del YIG.

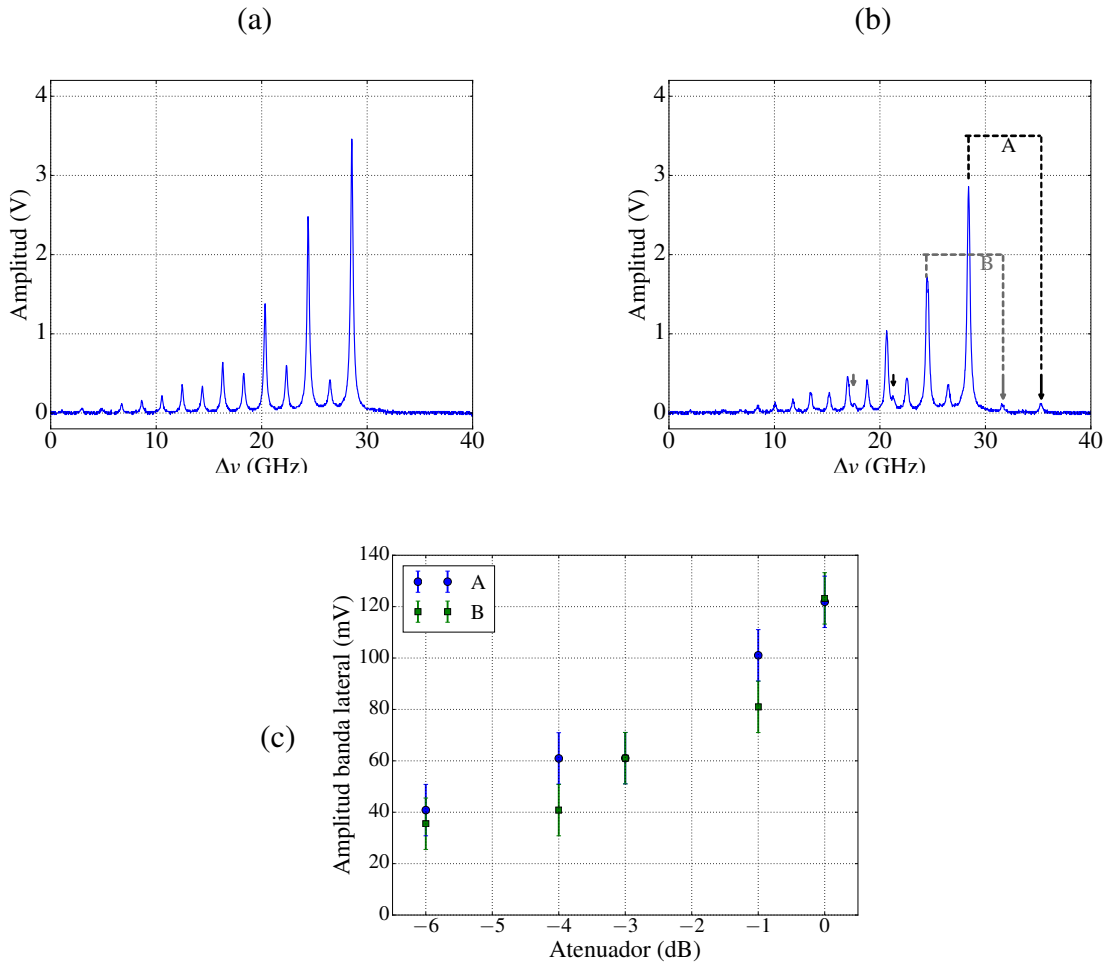

Figura 3.12: Señales medidas en cavidad Fabry-Pérot de $L = (3,0 \pm 0,1)$ mm para diodo del fabricante Vixar, (a) sin enviar señal de modulación rf y (b) modulando en rf; observar la aparición de bandas laterales junto con la disminución en intensidad de los modos principales de la cavidad; los picos señalados con flechas negras y grises se discuten en el texto. (c) Amplitud de las bandas laterales en función de distintos atenuadores a la entrada del Bias-T (capítulo 2); los valores de atenuación indicados son respecto a la salida del YIG de +14,5 dB (Ref. [26]), 0 dB corresponde a no colocar un atenuador.

Conclusiones del capítulo: Se encontró que el aumento de la longitud de onda central con la temperatura del dispositivo láser y, por ende, con la variación de la corriente de entrada, es una característica común a todos los VCSELs estudiados. Esto permite ajustar ligeramente ($\pm$ 0,5 nm, según lo observado) el valor de λ_c a la longitud de onda específica de un objetivo de aplicación. Tras el proceso de selección, se descartó el diodo láser de Roithner por ser multimodo en todo su rango de operación. Se descartó además el diodo láser de Thorlabs por no poder observarse modulación rf. Se selecciona, finalmente, el VCSEL del fabricante Vixar para implementar en los experimentos de espectroscopía del capítulo 4.

Capítulo 4

Espectroscopía en la línea D_1 del ^{87}Rb

Se presentan los resultados del objetivo experimental principal de esta tesis, que es implementar métodos de espectroscopía atómica de alta resolución en Rb utilizando VCSELs, en particular, un Vixar de 795 nm, seleccionado en el capítulo 3 por ser monomodo en todo su rango de operación y por sus posibilidades de modulación en rf. Los métodos espectroscópicos implementados fueron: observación de fluorescencia resonante; absorción y absorción saturada; DAVS y CPT. Los fundamentos teóricos de cada método fueron dados en el capítulo 1.

Por el rango de longitudes de onda que cubre el VCSEL seleccionado y las posibilidades de modulación rf del Mini-YIG Stellex (ver capítulo 2), los experimentos se centraron en estudiar transiciones atómicas en la línea D_1 del isótopo ^{87}Rb (también se muestra un resultado en ^{85}Rb). Para el estudio en ^{87}Rb se dispuso de celdas de vapor de este isótopo en vacío y con buffer de N_2 a 120 mbar.

Cabe mencionar que no es la intención aquí realizar espectroscopía para identificación de una muestra (el contenido de las celdas de vapor conocido), sino mostrar el alcance de la implementación de cada método con un VCSEL, lo cual logró abrir paso a la propuesta de futuros experimentos posibles.

4.1. Observación de fluorescencia resonante

El primer experimento de espectroscopía realizado fue la observación de fluorescencia resonante inducida por láser. El objetivo de esta experiencia es poner el VCSEL en resonancia con alguna transición atómica en distintas celdas con vapor de átomos de Rb, a saber, ^{87}Rb en vacío, ^{87}Rb con buffer de N_2 a 120 mbar y ^{85}Rb con buffer de Ar a 700 mbar. El alcance de este objetivo resulta de utilidad como punto de partida para la realización de otros experimentos de espectroscopía atómica. Como fue desarrollado en el capítulo 1, para estimular una transición atómica que dé lugar al fenómeno de fluorescencia resonante, es necesario que el láser se encuentre sintonizado a una frecuencia (o, de forma equivalente, longitud de onda) que coincida exactamente con la diferencia de energía entre dos niveles atómicos. Se sabe por sus especificaciones de fábrica, que el VCSEL está centrado en una longitud de onda de 795 nm y que es monomodo en todo su rango de operación. Además, del capítulo 3, se sabe que al variar su tem-

peratura y/o corriente de entrada, puede cubrir el rango de longitudes de onda entre 794,5 nm y 795,5 nm (ver caracterización en Fig. 3.7). Por lo tanto, se espera que sea posible sintonizar al láser para observar fluorescencia resonante inducida en la línea D_1 del Rb, tanto en ^{87}Rb como en ^{85}Rb (ver Refs. [14, 15] o esquema de niveles en Fig. 1.2 para ^{87}Rb).

Los experimentos se realizaron con el siguiente protocolo de medición: 1°) Medición la longitud de onda del VCSEL; 2°) Escaneo en corriente y/o temperatura del láser, registrando la luminosidad de la celda; 3°) Una vez observada la fluorescencia resonante, se anotan los parámetros del láser (temperatura, corriente y longitud de onda a la salida de la celda). Esta última configuración del láser es la que se utiliza como punto de partida para otros experimentos en este capítulo. Para registrar la luminosidad de la celda, se utilizó una cámara web a la que se le sacó el filtro infrarrojo. Para medir la longitud de onda del láser, se utilizó un Analizador de Espectro Láser (LSA) de HighFinnese, de exactitud absoluta 6000 MHz y precisión 3000 MHz. Con este último valor, mediante la ecuación 2.1, se estima la precisión en longitud de onda en 0,01 nm. La Fig. 4.1 muestra un esquema del experimento con un ejemplo de observación de fluorescencia con la cámara web. Los resultados obtenidos en esta experiencia para las distintas celdas se informan en la tabla 4.1.

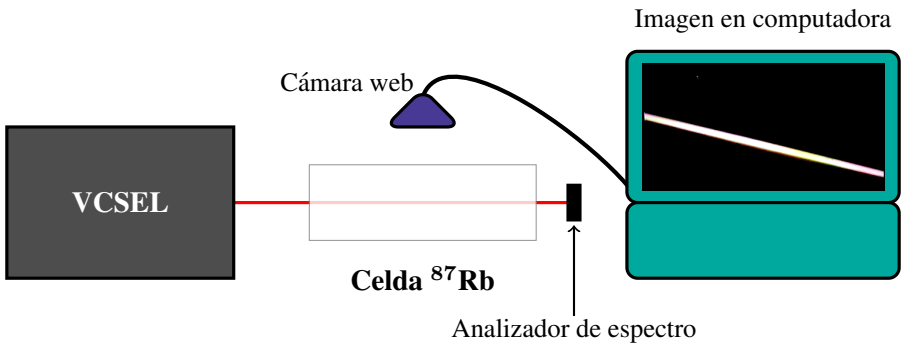

Figura 4.1: Esquema experimental para la observación de fluorescencia resonante en Rb. La imagen en computadora es un ejemplo medido de lo que se observa con la cámara web cuando el láser está sintonizado a la longitud de onda de una transición atómica en ^{87}Rb. De no estarlo, la pantalla se vería completamente negra.

Celda	Observación de fluorescencia	λ_{medido} (nm $\pm$ 0,01 nm)	λ_{D_1} (nm)
^{87}Rb en vacío	Sí	794,991	794,978
^{87}Rb + 120 mbar N_2	No	-	794,978
^{85}Rb + 700 mbar Ar	Sí	794,994	794,979

Tabla 4.1: Resultados de la observación de fluorescencia resonante con VCSEL del fabricante Vixar, de longitud de onda central 795 nm (spec.), en diferentes celdas de vapor de átomos de Rb. Los tres casos que se informan fueron obtenidos con i_{in} = 1,0 mA, T_{laser} = 25,1 °C y T_{celda} = Amb. Valores tabulados en vacío λ_{D_1} de Refs. [14, 15].

Como resultado, se pudo observar fluorescencia en dos celdas: ^{87}Rb en vacío y ^{85}Rb con buffer. Para la celda en que no se vio fluorescencia (^{87}Rb con buffer), se encontró en experimentos posteriores (informados en las secciones siguientes) que, a temperatura ambiente, el buffer atenúa la intensidad de absorción. Este pudo ser el motivo de que la luminosidad en la celda no alcanzara a ser detectada por la cámara web en este experimento. En las celdas en las que se vio fluorescencia, la longitud de onda del láser coincide (hasta el primer decimal) con la respectiva longitud de onda de la línea atómica D_1 del isótopo de Rb en cuestión, lo cual indica que el láser está resonante con la longitud de onda de esa transición atómica. Como observación extra, las diferencias entre la longitud de onda medida y la conocida por tablas para las distintas transiciones atómicas sintonizadas, permiten saber que el analizador de espectro podría ser recalibrado.

4.2. Absorción

Se realizaron experimentos de espectroscopía de absorción atómica, sabiendo de la sección anterior los parámetros de sintonización del VCSEL a una longitud de onda resonante con transiciones en la línea D_1 del Rb. De aquí en más, los experimentos se realizaron únicamente en ^{87}Rb. Esto se debe a que, más adelante en este trabajo, es de interés aprovechar los resultados de esta sección para estudiar espectros de absorción atómica con modulación rf de la señal del láser, y se tiene un oscilador Mini-YIG Stellex que funciona a frecuencias cercanas a $\Delta_{\mathrm{hfs_g}}$ = 6,834 GHz (separación hiperfina entre estados fundamentales del isótopo).

Por lo comentado en el capítulo 1, se sabe que el ^{87}Rb presenta cuatro transiciones permitidas en la línea D_1. De ahora en más, se utiliza la notación (F, F') para indicar transiciones $F \rightarrow F'$ (donde F se asocia al estado fundamental y F' al estado excitado). En orden creciente de energía, estas transiciones son: (2,1'); (2,2'); (1,1') y (1,2'). La Fig. 4.2 muestra un esquema de niveles con los valores de energía asociados a cada transición, según Ref. [14].

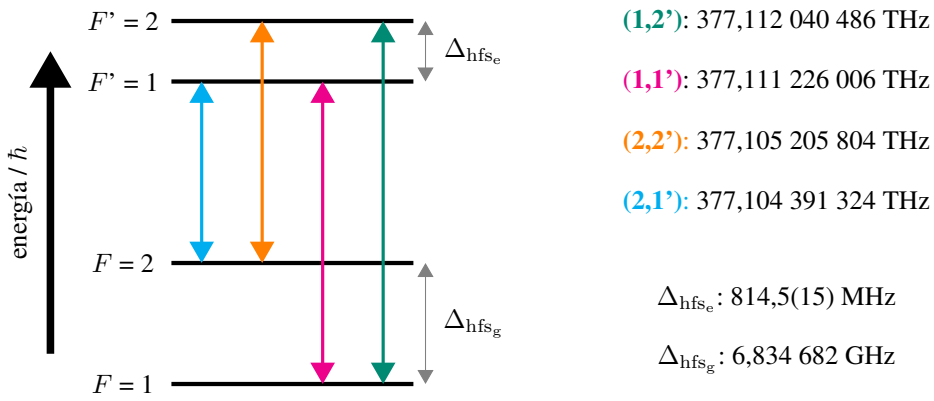

Figura 4.2: Esquema de niveles de la estructura hiperfina de la línea D_1 del ^{87}Rb. Se indican las cuatro transiciones permitidas con doble flecha y sus respectivos valores de energía, además de la separación entre estados fundamentales (F) y excitados (F'). Valores extraídos de Ref. [14].

4.2.1. Experimento

Para realizar los experimentos de espectroscopía de absorción, se utilizó el esquema experimental de la Fig. 4.3. En dicho esquema, la luz láser proveniente del VCSEL pasa por un aislador óptico y se dirige a la celda con vapor de átomos de ^{87}Rb. Finalmente el haz llega a un fotodetector activo, como el que fue utilizado en el capítulo 3. Para disminuir la intensidad del haz que incide sobre la celda y evitar una saturación en la absorción de la muestra, se colocó un atenuador ("graucal") entre la celda y el aislador óptico. El mismo atenuador también fue utilizado, eventualmente en este u otros experimentos, entre la celda y el fotodetector, para evitar que sature la señal en tensión del fotodiodo. Como se explica en el capítulo 1 en la descripción de este método espectroscópico, en este esquema experimental se esperan medir líneas de absorción con fuerte ensanchamiento Doppler. En particular, en ^{87}Rb, con el láser utilizado se espera encontrar un total de cuatro líneas de absorción, correspondientes a las cuatro transiciones posibles en la longitud de onda de trabajo, que se indican en la Fig. 4.2.

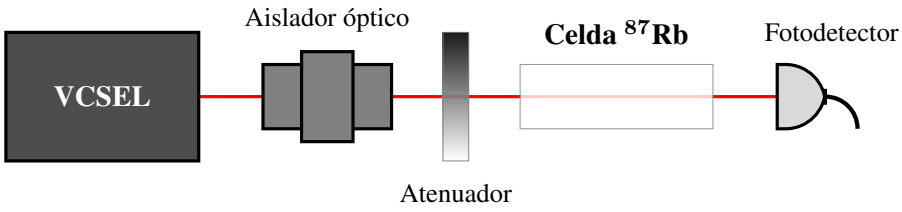

Figura 4.3: Esquema experimental para la medición del espectro de absorción atómica.

Los espectros de absorción atómica se midieron escaneando la frecuencia del láser alrededor de los valores de transiciones (F, F') en la línea D_1 del ^{87}Rb (ver Fig. 4.2). Para ello, se siguieron dos caminos: modificación de la corriente de entrada y modificación de la temperatura del dispositivo láser. Para modificar la corriente de entrada, se dejó fija la temperatura del dispositivo y se utilizó un generador de funciones RIGOL DG5252 para programar una modulación externa en la fuente de corriente VLDC002 de Thorlabs (ver modelo 2 en capítulo 2). Para la modulación externa se utilizó una señal triangular de 2 mA de amplitud, frecuencia 19 Hz y se programó un offset de 0,9 mA, para evitar que se apague el láser. Para modificar la temperatura, se dejó fija la corriente de entrada y se cambió la temperatura del sistema láser desde la perilla T_{SET} del controlador de temperatura (ver capítulo 2). La Fig. 4.4 muestra un ejemplo de lo que se observa en la pantalla del osciloscopio en una medición del espectro de absorción en una celda de ^{87}Rb en vacío a temperatura ambiente, (a) por barrido en corriente y (b) en temperatura. Las mediciones del espectro de absorción por barrido en corriente y por barrido en temperatura del láser son equivalentes. En este trabajo, se consideró más conveniente realizar el barrido en corriente, debido a una mayor reproducibilidad de las condiciones iniciales en la medición y agilidad en el ajuste de los parámetros del barrido.

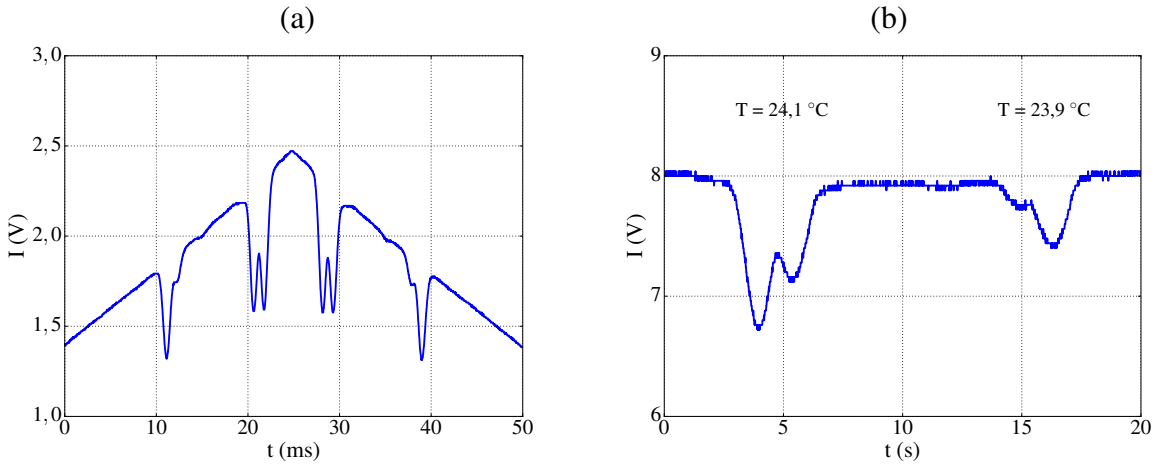

Figura 4.4: Pantalla del osciloscopio para la medición del espectro de absorción en una celda de ^{87}Rb en vacío (T_{celda} = amb.); (a) Medición a partir de barrido en corriente de entrada con señal triangular de 2 mA y frecuencia 19 Hz, T_{laser} = 24°C. (b) Medición a partir de barrido en temperatura del láser (en el gráfico, de izquierda a derecha se lee de mayor a menor temperatura), i_{in} = 1,2 mA; se indican sobre este gráfico los valores en el display del controlador de temperatura al momento de aparición de cada línea de absorción en la pantalla del osciloscopio.

4.2.2. Identificación del espectro

De ahora en más, los espectros de absorción que se analizan fueron medidos por barrido en corriente. Para leer la información de estas mediciones, se tomó la mitad decreciente del barrido en corriente (ver pantalla del osciloscopio en Fig. 4.4 (a)), restando la señal del barrido y normalizando por el máximo de intensidad transmisión del haz. El resultado es un espectro de absorción como el que se muestra en la Fig. 4.5, donde se observan principalmente cuatro líneas de absorción. Se discute a continuación la identificación de estas líneas.

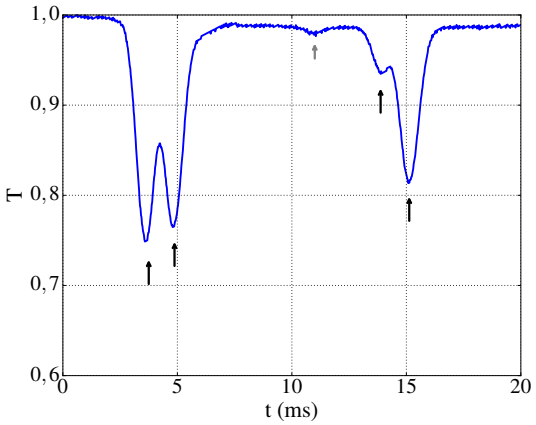

Figura 4.5: Espectro de absorción del ^{87}Rb en vacío, T_{celda} = amb. Se señalan con flechas negras las principales líneas de absorción del espectro. La línea señalada con flecha gris se discute más adelante.

Como es sabido que las celdas utilizadas contienen ^{87}Rb en vacío, es posible identificar el espectro a partir de la información atómica en Ref. [14]. Se utiliza como referencia para la calibración $\Delta\lambda/\Delta$i, la caracterización en corriente y temperatura del capítulo 3 (ver Fig. 3.7). Dicha calibración indica que mayor corriente de entrada equivale a mayor longitud de onda del láser. Como mayor longitud de onda equivale a menor energía asociada a una transición atómica, las líneas de absorción en el gráfico de la Fig. 4.5 se leen, de izquierda a derecha, de menor a mayor energía.

Partiendo de la información en la Fig. 4.2, se sabe que los estados fundamentales $F = 2$ y $F = 1$ tienen una separación de energía $\Delta_{\mathrm{hfs_g}}$ = 6,834 GHz, tres ordenes de magnitud mayor que la separación entre estados excitados F'=2 y F'=1, $\Delta_{\mathrm{hfs_e}}$ = 814,5 MHz. Además, se sabe que las transiciones desde $F = 2$ son de menor energía que desde $F = 1$. En base a esto, de las cuatro líneas que se observan en el espectro de la Fig. 4.5 (señaladas con flechas negras), las primeras dos líneas consecutivas corresponden a transiciones desde el estado fundamental $F = 2$ y las otras dos líneas (separadas de las primeras), a transiciones desde el estado fundamental $F = 1$. Con esto en mente, siguiendo el orden de lectura de menor a mayor energía, se asigna un valor de energía de transición atómica a cada una de las líneas en el espectro de absorción. Conociendo de la Fig. 4.2 los valores de separación de energía entre líneas, se identifican individualmente las transiciones (F, F'), asignando un valor de la escala temporal de la medición del osciloscopio, a un valor en frecuencia (energía/$\hbar$) de la transición atómica. Como resultado, se obtiene un espectro de absorción calibrado en frecuencia como se muestra en la Fig. 4.6, en el cual puede leerse información útil para identificar el espectro y los procesos atómicos que tuvieron lugar en la muestra.

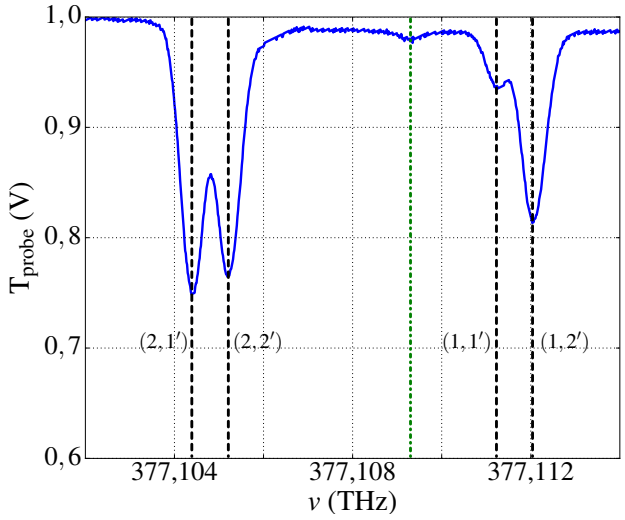

Figura 4.6: Espectro de absorción calibrado a partir de información atómica, medido en una celda de ^{87}Rb en vacío, T_{celda} = amb. Las líneas negras cortan el gráfico en los valores de las respectivas transiciones (F, F'), dados en Ref. [14]. La línea verde (sin etiqueta) indica la medición en frecuencia de la línea no identificada anteriormente en el espectro, hallada en ν = 377,109 456 THz.

La calibración realizada permitió identificar las líneas de absorción en la celda con ^{87}Rb en vacío, midiendo sobre el espectro la frecuencia a la que se encuentran. Las líneas dibujadas en negro sobre el gráfico calibrado de la Fig. 4.6, se trazaron en los valores exactos de las transiciones (F, F') en la Fig. 4.2. Como resultado, los trazos negros se cruzan con las correspondientes líneas espectrales medidas, en sus máximos de absorción. Del mismo modo, en el gráfico de la Fig. 4.6, fue posible identificar la quinta línea de absorción que no se esperaba encontrar, señalada por el trazo vertical verde (sin etiqueta). La frecuencia a la que se encuentra esa línea es ν = 377,109 307 THz y su valor corresponde a la transición (2,3') en la línea D_1 del ^{85}Rb (ver Ref. [15]). Con esto pudo determinarse que la celda, etiquetada por el proveedor como contenedora de ^{87}Rb en vacío, se encontraba contaminada con ^{85}Rb. Dado que la intensidad de esta línea es baja en comparación con las demás del espectro que fue medido, se considera que la cantidad de ^{85}Rb en la celda es mucho menor en proporción que la de ^{87}Rb. Por lo tanto, esta contaminación no constituye un problema para los experimentos que siguen.

En el mismo plan de identificar el espectro a partir de la información atómica disponible en la bibliografía, es de utilidad comparar la intensidad de las líneas de absorción atómica encontradas. Se observa en el espectro de absorción de la Fig. 4.6 que la línea de absorción asociada a la transición (1,1') es la de menor intensidad, mientras que la línea (2,1') es la más intensa. Esto puede verificarse comparando los coeficientes de Clebsch-Gordan para las transiciones, dado que determinan el peso de los elementos de matriz dipolar que caracterizan la fuerza de interacción entre el ^{87}Rb y la radiación óptica resonante. Dicha información puede consultarse en las Tablas 18 a 20 en Ref. [14] para ^{87}Rb. Aquí sólo se menciona que, efectivamente, en la línea D_1 del ^{87}Rb, los coeficientes de Clebsch-Gordan para todas transiciones (1,1') son los de menor valor absoluto ($\sqrt{1/12}$ para polarización del haz tanto lineal como circular), y para transiciones (2,2'), se encuentran coeficientes de mayor módulo (el valor más alto es $\sqrt{1/3}$, para polarización lineal). Por lo tanto, en promedio, los elementos de matriz para transiciones (1,1') son al menos cuatro veces menores que para las (2,2'). En el mismo análisis para ^{85}Rb, se encuentra en la información en las correspondientes tablas en Ref. [15], que la transición (2,3') en la línea D_1 de este isótopo es la de mayor intensidad, con el coeficiente de Clebsch-Gordan de más alto valor. Esto a su vez denota que, debido la baja intensidad medida para esta transición, hay poca proporción de este isótopo en la celda.

Otra forma posible de identificar el espectro, es partir de una referencia en frecuencia del láser medida con un interferómetro Fabry-Pérot. Este camino es de utilidad si la identidad de la muestra es desconocida. En la Fig. 4.7 muestra un gráfico del espectro de absorción que se utilizó anteriormente, calibrado a partir de la referencia en frecuencia de una cavidad Fabry-Pérot. Para ello. Se utilizaron los datos de calibración del espectro del Fabry-Pérot de L = (3,0 $\pm$ 0,1) mm en la Tabla 3.2. Se encontró que el resultado de esta calibración no es tan bueno como el anterior para identificar el espectro. En este tipo de mediciones, una diferencia del orden de los GHz entre la frecuencia medida y la que se encuentra en tablas para una dada línea de absorción, impide la correcta identificación de las líneas espectrales en este experimento. Esto es lo que señala la doble flecha roja en la Fig. 4.7. En el caso de no tener conocimiento

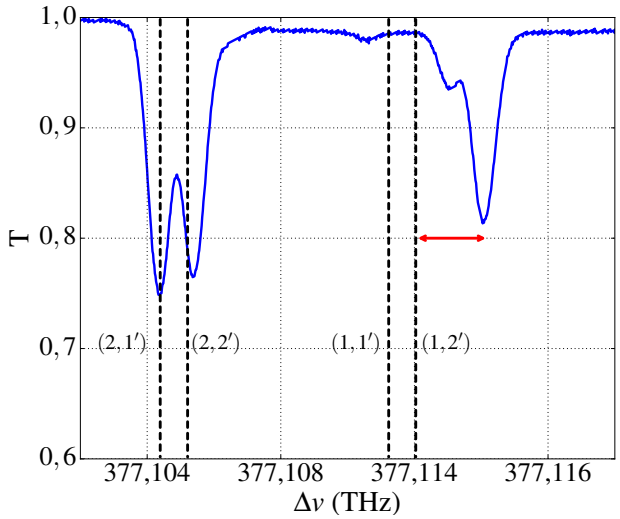

Figura 4.7: Espectro de absorción calibrado a partir de la señal de referencia en un interferómetro Fabry-Pérot, medido en una celda de ^{87}Rb en vacío, T_{celda} = amb. Las líneas negras cortan el gráfico en los valores de las respectivas transiciones (F, F'), dados en Ref. [14]. La doble flecha roja mide, a modo de observación, una diferencia $\Delta\nu$ = 2,16 GHz entre el valor medido y el esperado a partir de la información atómica para la transición (1,2') en ^{87}Rb.

de la especie atómica a la que corresponde el espectro de absorción medido, sería imposible identificar la muestra de estudio.

Es importante resaltar que la limitación de este método de calibración del espectro, tiene que ver con la técnica de obtención de la referencia en frecuencia. Como fue el caso de este trabajo, si no se logra determinar con gran precisión el FSR y el FWHM para la señal obtenida en el Fabry-Pérot, no se podrá identificar correctamente la información del espectro de absorción atómica. Como conclusión, debe mejorarse la medición de la referencia en frecuencia obtenida en el Fabry-Pérot. si se quiere utilizar este forma de identificación del espectro. En los resultados y discusiones que se informan de aquí en adelante, se eligió calibrar los espectros medidos a partir de la información atómica.

4.2.3. Resultados

Se dan a continuación los resultados de la medición del espectro de absorción atómica en una celda de ^{87}Rb en vacío y en otra con buffer de N_2 a 120 mbar, ambas a T_{celda} = amb. Los correspondientes espectros se muestran en la Fig. 4.8. En éstos, las líneas de absorción atómica se identifican, como se discutió anteriormente, de izquierda a derecha como las líneas (2,1'); (2,2'); (1,1') y (1,2'). En el espectro del ^{87}Rb con buffer, las líneas de absorción desde un mismo estado fundamental no llegan a resolverse, a diferencia de en el espectro para la celda de ^{87}Rb en vacío. Como resultado, el espectro en vacío permite identificar las cuatro transiciones en la estructura hiperfina, mientras que el espectro en la medición con buffer, sólo permite observar que ocurrieron transiciones desde los respectivos estados fundamentales.

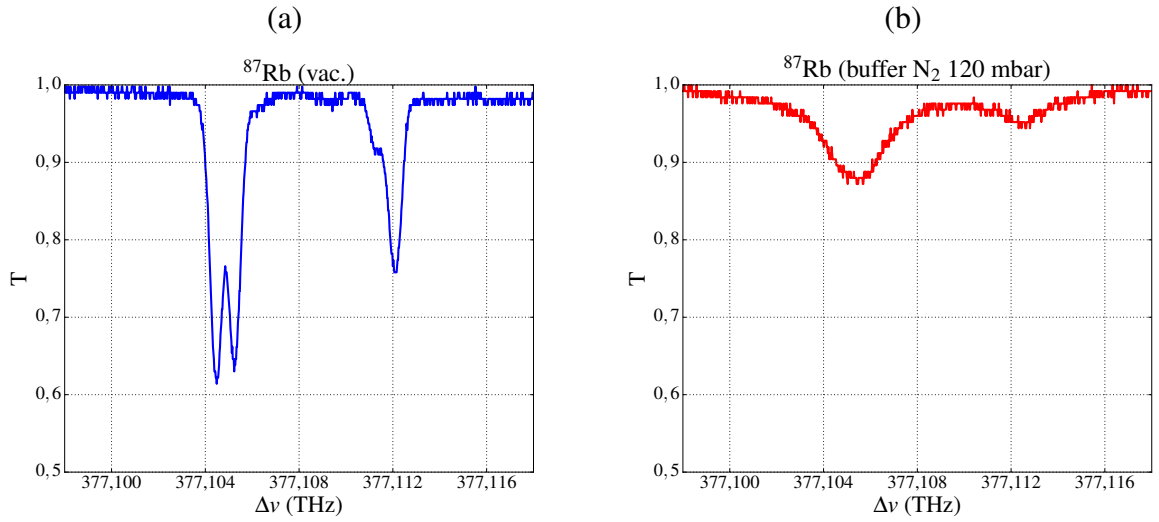

Figura 4.8: Espectro de absorción de ^{87}Rb (a) en vacío y (b) con buffer de N_2 a 120 mbar. En ambas mediciones T_{celda} = amb.

El mayor ensanchamiento observado en las líneas de absorción de la celda con buffer, se adjudica a que éste último amplía la tasa de colisiones, dando lugar a un mayor ensanchamiento por presión. Esto se suma al ensanchamiento Doppler, producto del movimiento térmico de los átomos, presente en ambos espectros. Mediante la ecuación 1.4, se estimó el valor del ensanchamiento Doppler de una línea en,

$$\delta_D = (678 \pm 2) \text{ MHz}.$$

Para el resultado de la celda en vacío, donde es posible distinguir las líneas de las cuatro transiciones (F, F') en ^{87}Rb, se midió el valor del ensanchamiento en las mismas, ajustándolas en el espectro de la Fig. 4.8 (a) con una función Gaussiana. Los resultados de estas mediciones se muestran en la Tabla 4.2.

(F, F')	(2,1')	(2,2')	(1,1')	(1,2')
$\delta_{(F,F')}$ (MHz)	632 ± 7	636 ± 7	691 ± 41	662 ± 12

Tabla 4.2: Valores medidos del ancho de las líneas (F, F') en el espectro de absorción de ^{87}Rb en vacío.

Los valores medidos que se informan en la Tabla 4.2 son cercanos al valor calculado δ_D. Se observa además que la medición con mayor error es la de la línea (1,1'), dado que su amplitud es muy baja y está menos resuelta en el espectro que las demás. Aun así, el resultado de esta medición es indistinguible con δ_D. En las mediciones de $\delta_{(2,2')}$, $\delta_{(2,1')}$ y $\delta_{(1,2')}$, se ve que si bien son distinguibles con δ_D, no difieren demasiado de este último.

Las diferencias entre los valores medidos $\delta_{(F,F')}$ y el calculado δ_D, pueden atribuirse al valor de la temperatura que se utilizó para calcular el ensanchamiento Doppler con la ecuación 1.4. Se concluye que las mediciones del ancho de las líneas (F, F'), sobre el espectro de absorción

de la Fig. 4.8 (a), son una estimación del ensanchamiento Doppler, y que éste es el efecto predominante que ensancha las líneas del espectro en la celda en vacío.

De aquí en más, debido a una mejor resolución de las mediciones, los experimentos fueron realizados, principalmente, en la celda de ^{87}Rb en vacío.

4.3. Absorción Saturada

4.3.1. Experimento

Se utilizó el esquema experimental de la Fig. 4.9 para medir absorción saturada en una celda con vapor de átomos de ^{87}Rb en vacío. En dicho esquema, utilizando una lamina de media onda ($\lambda/2$) y un PBS, se divide al haz de luz láser en dos caminos cuya potencia relativa puede ser controlada por la lámina de media onda. En esta división, se nombra al haz más intenso "pump" y al menos intenso, "probe". La intensidad relativa se regula de forma tal que el "probe" es el que se propaga a través de la celda y pasa por un segundo PBS antes de llegar al fotodetector. El "pump" se dirige por medio de dos espejos hacia el segundo PBS y viaja a la celda en la dirección opuesta al "probe". Como se explicó en el capítulo 1, en la introducción de este método espectroscópico, si se bloquea "pump" se espera obtener un espectro de absorción atómica como en la sección anterior. Si se envía el "pump", se obtiene el espectro de absorción saturada, esperando observar Lamb dips. En una medición, restando el espectro de absorción al de absorción saturada se obtiene el espectro libre de ensanchamiento Doppler (ver ejemplo de señal esperada en Fig. 1.4 (b)).

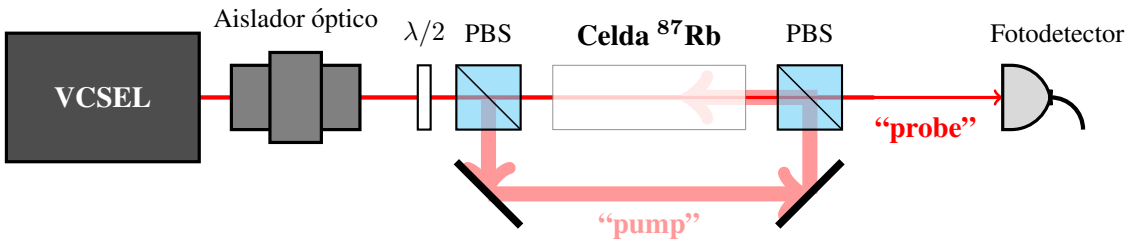

Figura 4.9: Esquema experimental para la observación de absorción saturada.

Los espectros fueron obtenidos por un barrido en corriente a temperatura fija del dispositivo láser. Se utilizó un generador de funciones RIGOL DG5252 para modular externamente la salida de la fuente de corriente VLDC002 con una señal triangular de 2 mA de amplitud, frecuencia 19 Hz y offset de 0,9 mA. Para medir el espectro, se utilizó el fotodectector activo del capítulo 3. Se utilizó además el "graucal" entre el segundo PBS y el fotodetector, para evitar que sature la señal en tensión del fotodiodo.

4.3.2. Resultados

La Fig. 4.10 muestra los resultados del experimento de absorción saturada, midiendo la transmisión del "probe" para dos ángulos de la lámina de media onda, i.e., variando la intensidad del "pump". Lo primero que se observa en los resultados es que no fue posible ver Lamb dips. Sin embargo, se observa una diferencia entre el espectro de absorción (graficado en azul en la Fig. 4.10) y de absorción saturada (graficado en rojo). Esta diferencia puede ser explicada como una saturación de la absorción que produce un cambio en la intensidad de absorción en las líneas (F, F') del espectro. La imposibilidad de observar el Lamb-dip y, por lo tanto, de obtener el espectro libre de ensanchamiento Doppler, puede explicarse si el ancho de banda del láser fuera mucho mayor que el ancho natural de línea de las transiciones atómicas. Las mediciones del capítulo 3 sugieren que el ancho de banda del láser cuando es modulado en corriente, es demasiado ancho para resolver un Lamb dip.

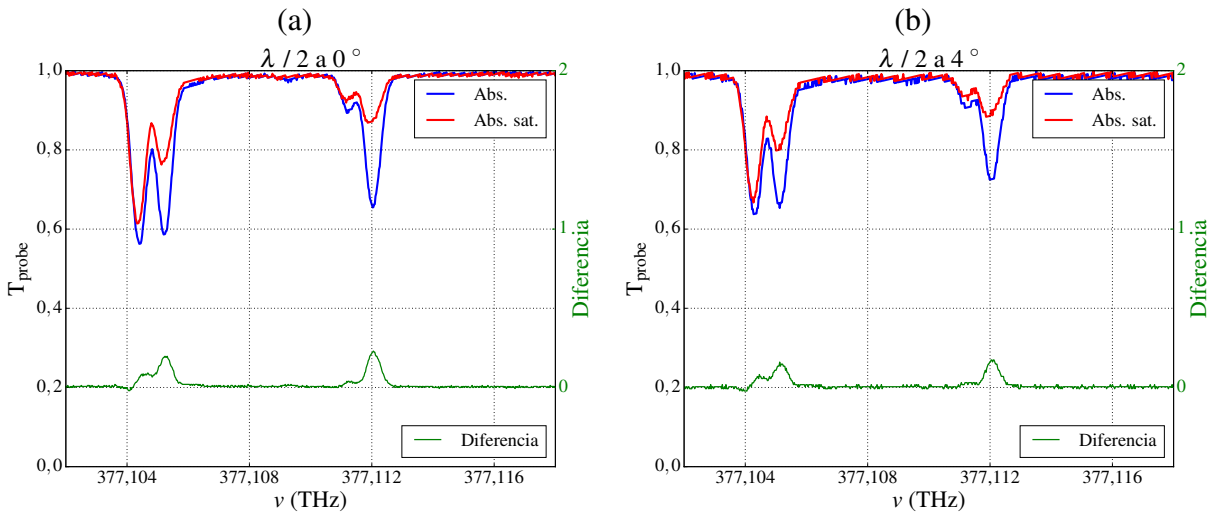

Figura 4.10: Resultados del experimento de espectroscopía de absorción saturada en celda de ^{87}Rb en vacío (T_{celda} = amb.), para diferentes intensidades del "pump". (a) Eje de $\lambda/2$ igual al eje principal de polarización del haz incidente (mayor intensidad del "pump"); (b) con un apartamiento de 4° (menor intensidad del "pump"). Se grafican sobre el izquierdo los espectros de absorción y absorción saturada, sobre el derecho, la señal de diferencia.

4.4. DAVS

4.4.1. Experimento

Los experimentos de espectroscopía DAVS se realizaron con el esquema experimental de la Fig. 4.11. En el mismo, el haz de luz láser pasa por un aislador óptico de Faraday y se dirige a la celda con ^{87}Rb, que se encuentra ubicada en el interior de una bobina. La función de esta última es producir el campo magnético necesario para medir una señal DAVS (ver capítulo 1). La bobi-

na fue construida enrollando 600 ± 10 vueltas alambre de cobre esmaltado sobre un tubo PVC, en una longitud de (20,00 ± 0,05 cm). La corriente máxima que puede circular sobre ella es i_{max}= (3,000 ± 0,001) A, resultando en un campo B_{max} = (113 ± 2) G. Para hacer funcionar la bobina se conectaron sus dos terminales a una fuente de alimentación DC, modelo KEITHLEY 2231A-30-3, que permite ajustar una diferencia de tensión entre terminales para un valor de corriente programado. Esto permitió realizar un barrido en corriente que circula sobre la bobina con paso mínimo de i_{min}= 1 mA, correspondiente a B = (37,69 ± 0,04) G. Cabe mencionar que se eligió utilizar una bobina y no imanes permanentes, como se encuentra comúnmente en la bibliografía (Refs. [37, 38], para tener la posibilidad de estudiar la dependencia de la señal DAVS con el campo magnético aplicado. Para evitar el efecto de campos parásitos en el entorno del laboratorio, la celda de ^{87}Rb junto con la bobina a su alrededor, fueron colocadas dentro de un conjunto de tres escudos magnéticos cilíndricos de Mu-metal.

El haz que se propaga en la celda con polarización lineal, puede pensarse como superposición de dos haces con polarización circular derecha e izquierda de igual amplitud. Debido al campo magnético, los perfiles de absorción en la celda se dividen para cada una de las componentes de polarización circular (ver capítulo 1). La lámina de cuarto de onda a la salida de la celda asigna las componentes de polarización derecha e izquierda en dos componentes de polarización lineal ortogonales. Estas últimas se dividen en el PBS y se dirigen individualmente a dos entradas de un fotodetector diferencial (Thorlabs PDB210A/M). Los detectores operan en un rango de longitudes de onda entre 320 y 1060 nm y tienen una responsividad de 0,6 A/W para longitudes de onda entre 320 y 1060 nm, con una ganancia de transimpedancia de 500 $\times 10^3$ V/A. Como consecuencia, una potencia del láser de 10 µW genera una señal de 3 V. El fotodetector diferencial cuenta con tres salidas que pueden ser medidas por un osciloscopio: Monitor+, Monitor- y RF output. Las dos primeras registran la señal del espectro de absorción de las respectivas componentes de polarización del haz (circular derecha e izquierda) que llega de forma independiente a cada uno de los fotodiodos. RF output realiza la operación de resta de las señales en Monitor+ y Monitor-, dando como resultado la señal DAVS. En las mediciones,

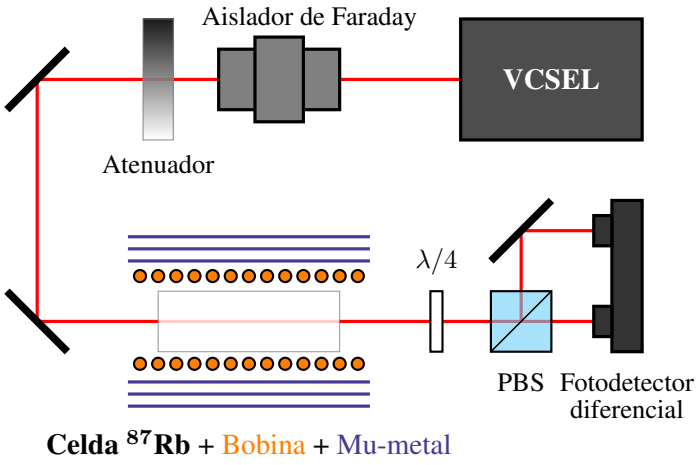

Figura 4.11: Esquema experimental para la obtención de la señal DAVS.

realizadas con un osciloscopio, la señal fue atenuada mediante el "graucal" de forma tal que la señal no sobrepase el máximo de detección (esto se verificó controlando que la señal no se viera recortada). Además, el "graucal" se utilizó entre la celda y el aislador óptico de Faraday, con la intención de estudiar diferentes condiciones de saturación de la muestra.

4.4.2. Resultados

La Fig. 4.12 muestra un resultado de medición típica de señal DAVS, realizada con el esquema experimental de la Fig. 4.11. Tanto este resultado como los siguientes de esta sección corresponden a experimentos sobre la celda de vapor de ^{87}Rb en vacío a T_{celda} = amb., con una potencia del láser que se propaga en la celda (72,1 $\pm$ 0,1) µW (sin colocar el atenuador antes de la celda). Observar en los gráficos fueron centrados en la transición (2,1'), por lo que el eje en frecuencias representa la desintonía con esa transición.

Por lo que fue explicado en el capítulo 1, en ausencia de un campo magnético externo, los subniveles con $m_J = \pm 1$ son degenerados y la resonancia óptica para ambas componentes de polarización circular del haz coinciden. Cuando se aplica un campo magnético, el efecto Zeeman conduce a una ruptura de la degeneración que da lugar a una diferencia entre frecuencias resonantes para las componentes de polarización circular en una cantidad $2g\mu B/\hbar$ (ecuación 1.1), donde g es el factor de Landé, μ el magnetón de Bohr y $\hbar$ la constante de Planck. Por lo tanto, para B nulo, se espera encontrar una señal DAVS, nula dado que los espectros para cada componente de polarización coinciden. Para B distinto de cero, se espera encontrar una señal DAVS como la esquematizada en la Fig. 4.12, producto de un corrimiento en frecuencia

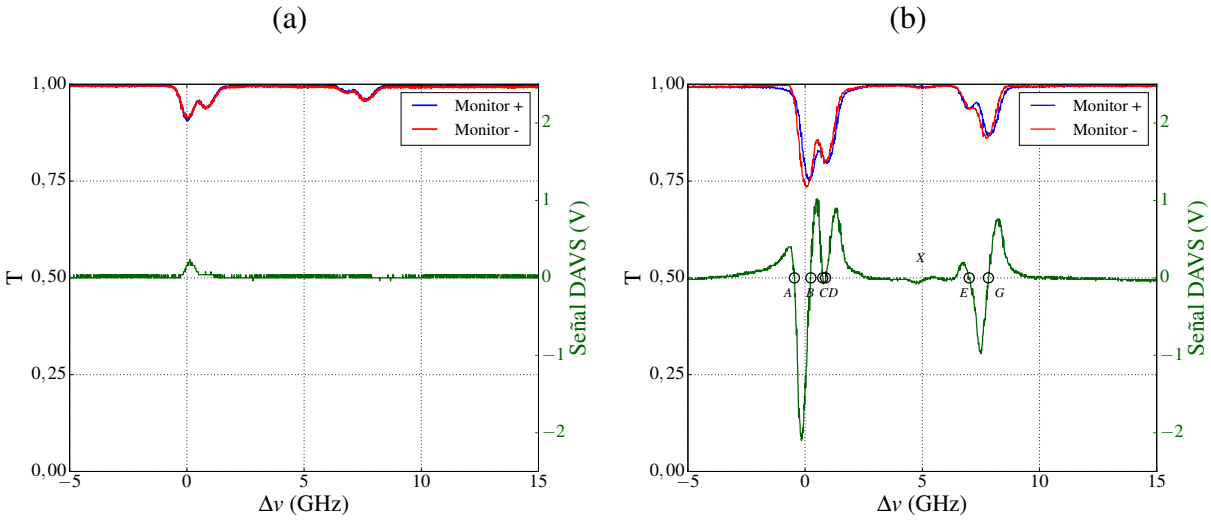

Figura 4.12: Resultados para una celda de ^{87}Rb en vacío (T_{celda} = amb.) para las transiciones (2,F') y (1,F'). Se representa la señal medida en las entradas del fotodetector diferencial Monitor+ y Monitor- sobre el eje de la izquierda. A la derecha, se muestra la señal DAVS que se obtiene de la terminal RF output de dicho fotodetector. (a) Resultado de la medición sin aplicar un B externo a la celda. (b) Resultado de la medición con B_{max} = (113 $\pm$ 2) G.

de los espectros de absorción para las componentes de polarización circular derecha e izquierda. En las mediciones realizadas se obtuvo, como muestra la Fig. 4.12 (a), que para B nulo la resta de las dos señales asociadas a cada componente de polarización circular es nula, salvo en algunos valores alrededor de la transición (2,1'). Como no hubo corrimiento de las señales, esto se atribuyó a que había más luz en una componente de la polarización circular que en la otra. En la Fig. 4.12 (b), la resta de las componentes de polarización del haz incidente resultó en una señal DAVS asimétrica y con un total de seis cruces por cero en todo el espectro, en relación a las transiciones atómicas (F, F') de la línea D_1 del ^{87}Rb (etiquetadas por A, B, C, D, E y G). Por su baja proporción en la muestra, no se analiza el cruce por cero de la línea del ^{85}Rb (etiquetada por X). Lo observado se corresponde con el resultado esperado.

Habiendo obtenido una señal DAVS, se procedió a estudiar la dependencia con el campo magnético aplicado. Para ello, se midió la señal DAVS en ^{87}Rb para distintos valores de B, incluyendo la variación del sentido de aplicación del campo sobre el eje longitudinal de la celda. Se utilizaron valores del campo entre cero y B_{max} = (113 $\pm$ 2) G (correspondiente a un valor i_{max} 3 A sobre la bobina). El módulo del campo B fue incrementado seis veces dentro del mencionado rango, por variación de la corriente sobre la bobina en pasos de i = 0,5 A. Además, se estudió la dependencia para diferentes potencias del haz que incide a la celda, con el objetivo de verificar cómo influye en la señal DAVS poner al sistema cerca de la condición de saturación de la absorción atómica, por un bombeo del haz muy intenso. Para ello, se midieron señales sin atenuar y con atenuación dada por el "graucal" al 50 % y al 10 % de la potencia óptica original. Estos grados de atenuación corresponden, respectivamente, a una potencia del haz de luz láser de (72,1 $\pm$ 0,1) μW, (36,0 $\pm$ 0,1) μW y (7,2 $\pm$ 0,1) μW, suponiendo, respectivamente, una condición de mayor, intermedia, y menor saturación de la muestra.

Los resultados de estas mediciones se muestran en la Fig. 4.13. En todos los casos, se encontró una dependencia de la amplitud de la señal DAVS con el aumento del módulo del campo aplicado. La cuantificación de esta dependencia se da en la Fig. 4.14 donde, para facilitar la comparación con las señales DAVS estudiadas, los valores de amplitud graficados se normalizaron a sus valores máximos registrados. En general, se observa que un aumento en la intensidad del campo magnético deriva en un aumento de la amplitud de la señal DAVS (en ambos sentidos de aplicación). En una comparación entre las tres condiciones de la muestra, dadas por la potencia de la luz de incidencia, se observa que, para campos magnéticos en la dirección -B, las señales sin atenuar y atenuadas al 10 % muestran una tendencia similar en la cuantificación del incremento de la amplitud con el incremento del campo magnético, mientras que con atenuación al 50 % el incremento de la amplitud es menor. Para campos magnéticos en la dirección +B, la situación entre "sin atenuar" y atenuado al 50 % se invierten. La misma tendencia se encuentra tanto en la línea (2,1') como en la línea (1,2') (Fig. 4.14 (a) y (b) respectivamente). Además, se observa para la medición sin atenuar que, para campos magnéticos en la dirección +B, hay una desviación en la linealidad de la dependencia de la Señal DAVS con B.

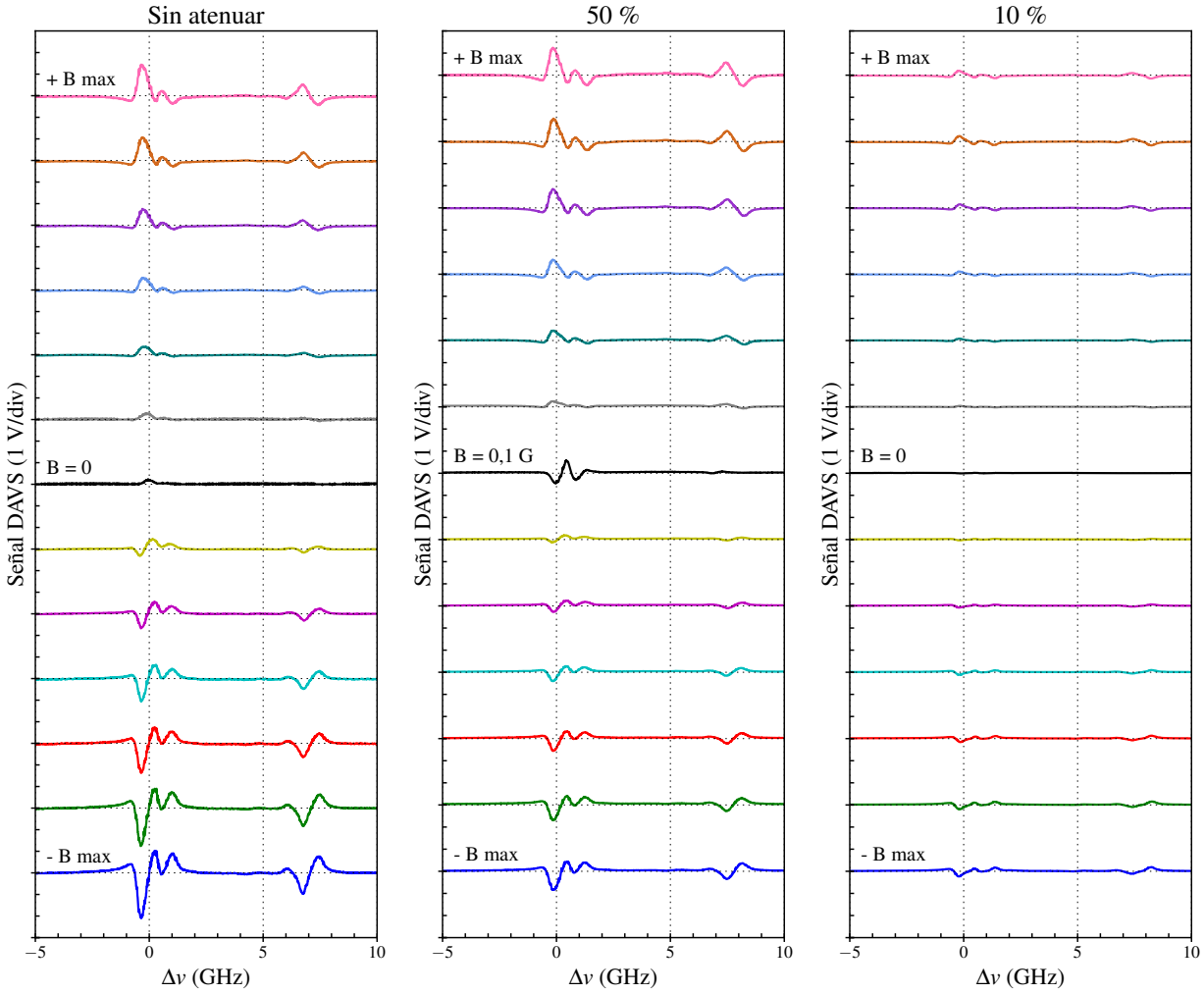

Figura 4.13: Señal DAVS en las transiciones (2,F') y (1,F') en ^{87}Rb con el láser sin atenuar, con atenuación al 50 % y al 10 % (ver texto), según indicado. En cada gráfico individual se representan nueve señales DAVS tomadas en pasos discretos de campo B entre cero (o cercano a cero, según corresponda) y B_{max} = (113 ± 2) G. Los valores de B negativos corresponden a la inversión del sentido del campo. Las señales DAVS fueron desplazadas en el eje de coordenadas en pasos de 3 V para su mejor visualización (0 V, cero de curva azul). El eje en frecuencia indica desintonía respecto a la transición (2,1'), como punto de referencia escogido para la lectura de los resultados.

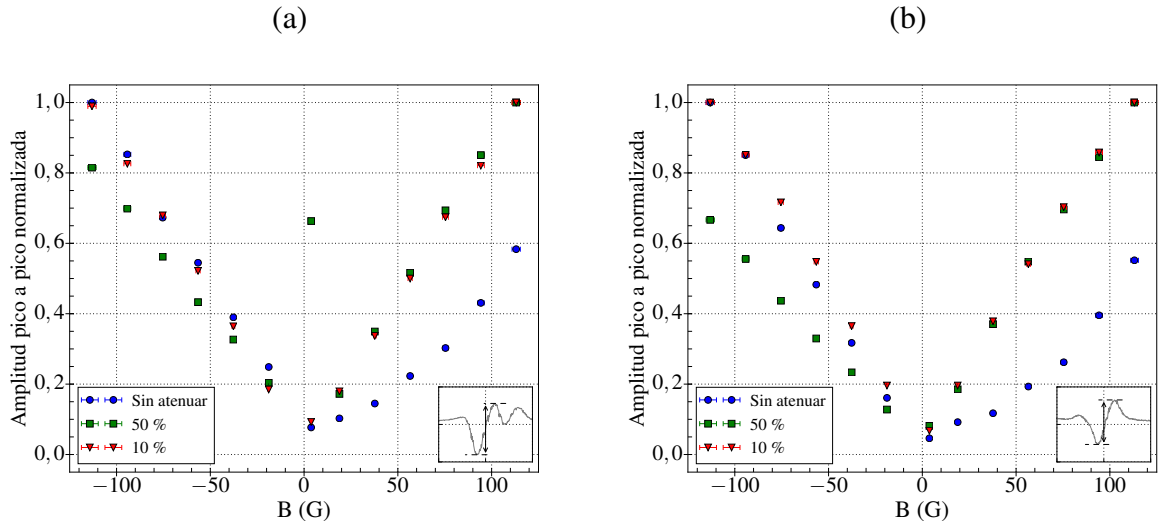

Figura 4.14: Amplitud de la señal DAVS normalizada por el máximo en cada medición, en función de la intensidad del campo magnético. (a) Mediciones en la línea (2,1'). (b) Mediciones en la línea (1,2').

Como última observación de este experimento, se hace mención de un resultado no esperado, donde ocurrió una inversión del máximo para B cercano a cero antes de invertir su sentido. Esto se ve en la curva negra a B = 0,1 G de la Fig. 4.13 (b). Este resultado puede atribuirse a una falla en la fuente de alimentación DC para la bobina, el la cual no estaría haciendo circular corriente cero por el hecho de estar prendida. De todas formas, es notable que esta amplitud de la señal DAVS media, únicamente para la condición de atenuación al 50 %, no es acorde a la tendencia general observada de menor amplitud de la señal DAVS a menor B externo.

4.5. CPT

No fue posible observar CPT mediante espectroscopía láser no lineal en los experimentos de este trabajo. Se comenta a continuación lo que fue realizado para preparar el estado obscuro en un sistema de tres niveles del tipo Λ en ^{87}Rb, siendo este un requisito para observar CPT (ver capítulo 1) y las dificultades que se encontraron para obtener resultados. En particular, se siguieron dos caminos de búsqueda de CPT, uno por escaneo en frecuencia y el otro por sintonizado del campo magnético. Las discusiones y observaciones sobre los resultados que se alcanzaron, se presentan como posible punto de partida para experimentos futuros.

4.5.1. Experimento

La Fig. 4.15 muestra el esquema experimental utilizado en este trabajo para estudiar CPT. En dicho esquema, el haz de luz láser linealmente polarizado pasa por la lámina de cuarto de onda (λ/4), de la que sale con polarización circular y se dirige a una celda de ^{87}Rb. En los experimentos, se utilizaron celdas de ^{87}Rb en vacío y con buffer, siendo la función de este último incrementar el tiempo de coherencia atómica para obtener anchos de línea CPT más estrechos.

Como se comentó al final del capítulo 1, en los experimentos de CPT es de fundamental importancia la incidencia a la celda con dos láseres coherentes en fase. En el caso de este trabajo, su diferencia en frecuencia debe coincidir con $\Delta_{\mathrm{hfs_g}}$ = 6,834 GHz, con la intención de estudiar un sistema Λ formado por dos estados fundamentales en la línea D_1 del ^{87}Rb ($F = \{1,2\}$) y un estado excitado F'. Los dos láseres coherentes en fase se obtuvieron modulando en rf la corriente de entrada al láser, para obtener bandas laterales de modulación rf desde la frecuencia óptica central. La modulación rf se realizó utilizando un oscilador Mini-YIG Stellex, de frecuencias entre 5,5 y 6,9 GHz, cuyas características de funcionamiento y programación fueron dadas en el capítulo 2.

Para medir la absorción en la celda, se utilizó el mismo fotodetector activo de las secciones anteriores. En las mediciones, se trabajó con el láser a una potencia óptica en (72,1 $\pm$ 0,1) μW para i_{in} = 0,85 mA, lo cual en el fotodetector utilizado corresponde a un voltaje de 33 V (ver capítulo 3). Para evitar la saturación del fotodetector, en aproximadamente 3 V, se colocó delante del mismo el atenuador óptico "graucal". En los experimentos, también se utilizó el atenuador entre el aislador óptico de Faraday y la lámina de cuarto de onda, para cambiar la condición de la muestra de más a menos saturada. La bobina que rodea la celda en la Fig. 4.15 es la misma de la sección anterior y se utilizó en la búsqueda de CPT variando el campo magnético. Con la misma se obtiene B_{max} = (113 $\pm$ 2) G y B_{min} = (37,69 $\pm$ 0,04) G (paso mínimo limitado por la resolución en corriente de la fuente de alimentación DC). Es importante notar que cualquier campo magnético longitudinal divide los subniveles magnéticos de todos los estados hiperfinos de un átomo por efecto Zeeman, con lo que el sistema cambia sus frecuencias de resonancia de dos fotones. Para evitar el efecto de campos parásitos en el entorno del laboratorio, se mantuvo el sistema de tres escudos magnéticos cilíndricos de Mu-metal.

4.5.2. Observación de las bandas laterales de modulación

Antes de comenzar con los experimentos de búsqueda de CPT, se verificó el correcto funcionamiento del sistema de modulación rf, i.e., que se obtengan bandas laterales de modulación esperadas, según los valores programados, y acordes al experimento planteado. Para ello, se midió por espectroscopía de absorción atómica el efecto de la incidencia a la celda con luz

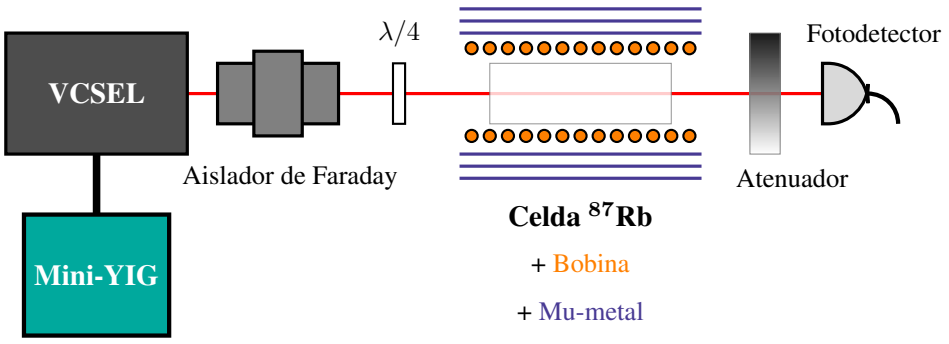

Figura 4.15: Esquema experimental para estudiar CPT.

bicromática. En estas mediciones, se moduló la corriente de entrada al láser a distintas frecuencias programables del YIG, en particular, alrededor de $\Delta_{\mathrm{hfs_g}}$.

La Fig. 4.16 muestra los resultados de las mediciones en la celda de ^{87}Rb en vacío. Observar en los gráficos que el eje de abscisas está centrado, arbitrariamente, en la transición (2,1'), por lo que el eje en frecuencias indica la desintonía con respecto a esa transición. En la Fig. 4.16 (a), se compara el espectro de absorción sin modulación rf (curva azul) con el espectro obtenido con la señal modulada en 5,5 GHz (curva roja). Se observa que, como consecuencia de la modulación, cada una de las líneas originales del espectro de absorción se desdobla en dos líneas de menor amplitud, asociadas a las bandas laterales de modulación. A su vez, se observa que la aparición de bandas laterales en el espectro, va acompañada de una disminución en la intensidad de las principales líneas de absorción. Esto se atribuye, en principio, a que las bandas laterales de modulación rf toman potencia del modo del láser al que están asociadas (ver Fig. 3.12 en caracterización la modulación del láser en capítulo 3). En consecuencia, menor intensidad del modo principal del láser producirá menor absorción en la muestra.

En la Fig. 4.16 (b) se comparan espectros de absorción para distintos valores de modulación en frecuencia del YIG, a saber, 6,5 GHz (curva verde) y 5,5 GHz (curva roja). El resultado indica que, a mayor frecuencia de modulación, mayor es la separación entre líneas de absorción de las bandas laterales del láser. Además, se mantiene la relación de amplitud con los respectivos estados fundamentales a los que están asociados. En estos gráficos se midió sobre en espectro la

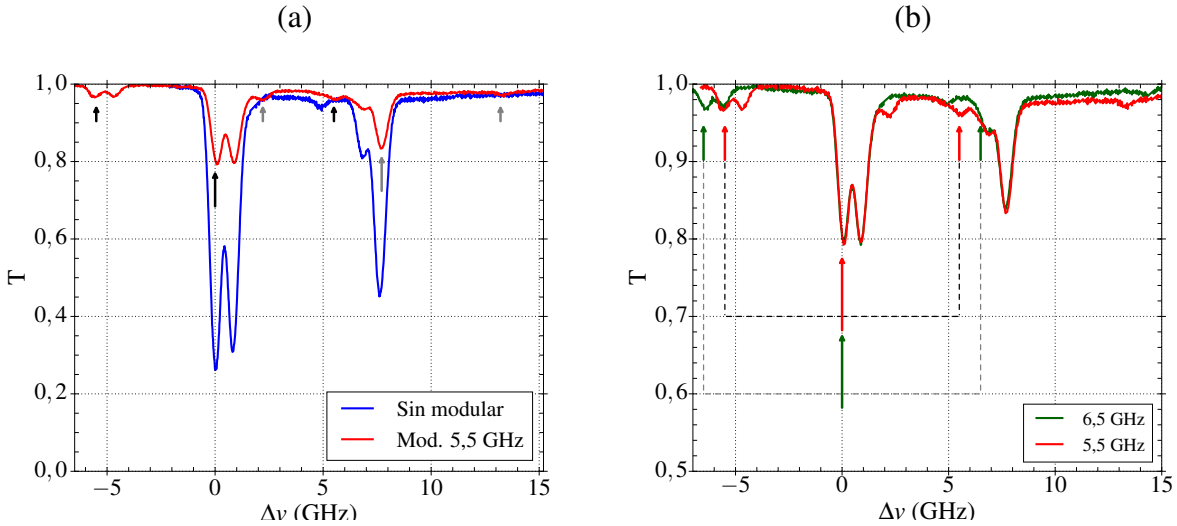

Figura 4.16: Espectro de absorción de ^{87}Rb en vacío a T_{celda} = amb. (a) Comparación del espectro de absorción atómica por incidencia de luz láser sin modular y con modulación rf (luz bicromática); como indicador de lectura del espectro, las flechas negras señalan la línea de absorción (2,1') y sus respectivas bandas laterales (flechas negras más cortas), las flechas grises señalan la línea de absorción (1,2') y sus respectivas bandas laterales (flechas grises más cortas). (b) Comparación entre espectros de absorción para distintos valores de modulación en frecuencia del YIG; las flechas rojas y verdes señalan la línea principal de absorción y sus respectivas bandas laterales para cada valor en frecuencia del YIG.

frecuencia a la que se encuentran las respectivas líneas (valores que señalan las flechas rojas y verdes). De esta forma, se comprobó que una modulación del YIG programada en los valores de frecuencia indicados en las referencias del gráfico, corresponde a una separación de la absorción de la banda lateral respecto a la línea de absorción principal del mismo valor. Siguiendo las líneas señaladas con flechas en la Fig. 4.16 (b), se puede ver que a mayor frecuencia del YIG, más separadas están las líneas laterales respecto a una misma línea central.

De los gráficos de la Fig. 4.16 se extraen las siguientes conclusiones. Por un lado, se verifica que, efectivamente, el láser está siendo modulado a la frecuencia a la que se programó el YIG. Además, se puede extraer información sobre la amplitud de las bandas de modulación, midiendo las amplitudes de las respectivas líneas de absorción. Por otro lado, se observó que al prender la modulación la absorción disminuye. Esto es debido a la potencia que toma la modulación rf del modo de emisión del láser. Finalmente, es posible centrar la modulación del láser en una frecuencia o en otra según la programación del YIG. En particular, puede llevarse a una frecuencia en resonancia con la condición CPT, donde se espera ver que la absorción disminuye.

4.5.3. Búsqueda de CPT escaneando la frecuencia del YIG

El primer experimento de búsqueda de resonancias CPT se realizó siguiendo la línea de trabajo propuesta por Belcher et al. en Ref. [39]. El experimento consistió en sintonizar la frecuencia óptica del láser en resonancia con una transición atómica conocida, para observar una disminución de la absorción, escaneando lentamente la frecuencia de modulación cerca del valor de separación entre estados fundamentales del sistema Λ (ver condición del estado obscuro en capítulo 1). Se utilizó el esquema experimental de la Fig. 4.15, sin hacer uso de la bobina, utilizando tanto la celda de ^{87}Rb en vacío como con buffer. Se eligió sintonizar la transición (2,2'), conocida de los experimentos de las secciones anteriores, y se monitoreó el espectro barriendo la frecuencia de modulación del laser alrededor del valor de frecuencia esperado para la resonancia CPT ($\Delta_{\mathrm{hfs_g}}$), con un paso mínimo de 100 kHz. En estas mediciones, tanto ^{87}Rb en vacío como con buffer, no fue posible observar una disminución de la absorción cerca de la frecuencia de resonancia CPT. Dado que fueron dadas las condiciones del haz bicromático para la formación de un estado obscuro en las celdas (lo cual puede verificarse en una medición como la de la Fig. 4.16), se sospecha 100 kHz era un paso muy chico para observar el fenómeno.

4.5.4. Búsqueda de CPT sintonizando el campo magnético

Al no obtener resultados por el camino anterior, se propuso buscar resonancias CPT por magnetometría atómica, una vez más, con base en una de las líneas de trabajo propuestas por Belcher et al. en Ref. [39]. Se sabe del capítulo 1 que la estructura hiperfina del Rb, dada por el valor de F, consiste en $2F + 1$ subniveles Zeeman caracterizados por el valor de m_F. Estos subniveles son degenerados en ausencia de un campo magnético (B) externo. Al aplicar un B, los subniveles se separan en una cantidad propoporcional al valor de B aplicado, según el factor de Landé g_F de cada nivel hiperfino. Para el estado fundamental F=2 en la línea D_1 del ^{87}Rb,

sintonizado en estos experimentos, g_F= 0,7 MHz/G (Ref. [14]).

Se muestra en la Fig. 4.17 (a) un esquema de niveles teniendo en cuenta su estructura magnética del ^{87}Rb, donde se señalan los sistemas tres sistemas Λ independientes que se forman con los subniveles Zeeman. Cuando estos niveles son degenerados, i.e., en ausencia de campo magnético, se forma el estado oscuro en cada par de subniveles de estado fundamental a la misma frecuencia rf: $\Delta_{\mathrm{hfs_g}}$. Si la frecuencia del oscilador es barrida alrededor de este valor, sólo se observa un pico de captura de la población de población coherente. Al aplicar campo magnético, los subniveles Zeeman con diferentes números cuánticos m_F cambian en diferentes cantidades, por lo que se espera ver más de una resonancia CPT. Un ejemplo de la señal que se espera medir en ambos casos se da en la Fig. 4.17 (b). Con esto en mente, la propuesta de este trabajo fue sintonizar las resonancias CPT en sistemas Λ como los de la Fig. 4.17 (a), dejando fija la frecuencia del haz bicromático y cambiando el campo magnético sobre la celda.

Tanto en la celda en vacío como con buffer, se sintonizó la frecuencia del láser con la de la transición (2,2') y se prendió la modulación del YIG a valores cercanos a $\Delta_{\mathrm{hfs_g}}$. Para un valor fijo de modulación rf, se realizó un escaneo del campo magnético para medir la amplitud de la línea de absorción (2,2') en función de la intensidad de B. Los resultados se muestran en la Fig. 4.18, donde valores negativos de B corresponden a un cambio en el sentido del campo sobre el eje horizontal de la celda (cambiando el sentido de circulación de la corriente en la bobina).

En estos experimentos no se encontró lo que se esperaba observar, i.e., una disminución de la amplitud de la línea de absorción (2,2') al sintonizar las frecuencias de la resonancia CPT con el campo magnético. Tampoco se observa la dependencia esperada con la desintonización del YIG respecto a la frecuencia de resonancia CPT. En cambio, se midió una dependencia de la absorción con B, que se relaciona con la polarización de la muestra para valores crecientes B. Se encontró además un comportamiento sistemático para la dependencia en frecuencia de modulación. Esto se puede ver comparando los puntos medidos a cada frecuencia entre sí, donde para un sentido del campo B la absorción tiende a disminuir al aumentar la frecuencia del YIG,

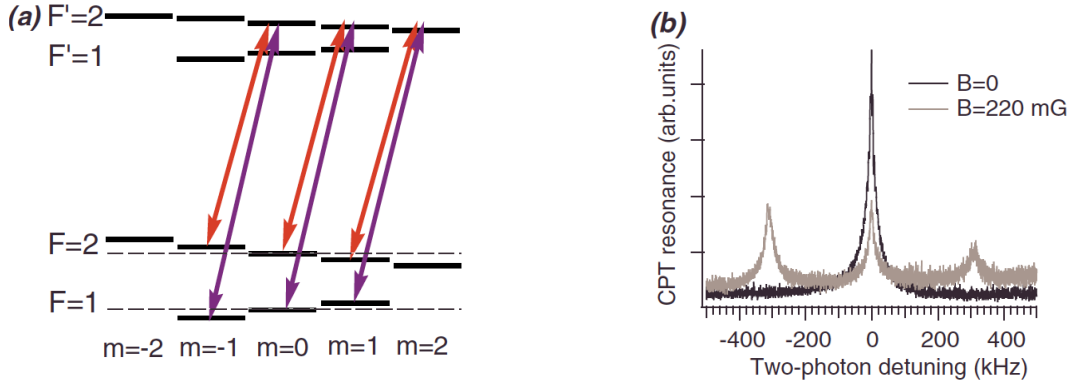

Figura 4.17: Imagen extraída de Ref. [39]: (a) Esquema de niveles para la línea D_1 del ^{87}Rb, mostrando los subniveles Zeeman. (b) Resonancia CPT a campo magnético nulo y para B = 220 mG.

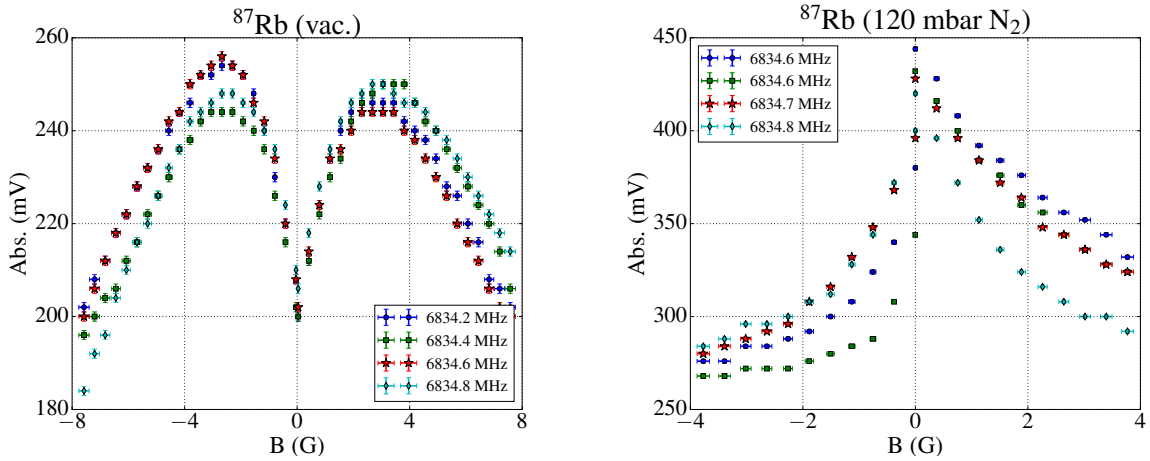

Figura 4.18: Resultados de la búsqueda de CPT por sintonización del campo magnético.

mientras que para el otro sentido de aplicación de B, la absorción tiende a crecer con el aumento en frecuencia. El hecho de haber medido un efecto no resonante (y de polarización) en este experimento, lleva a pensar que el escaneo en frecuencias fue realizado con un corrimiento de varios órdenes de magnitud (cientos de kHz) con respecto al valor de la frecuencia de resonancia CPT, y que se estaría observando el remanente de la transición.

Conclusiones del capítulo: Los resultados obtenidos en la observación de fluorescencia resonante inducida por láser, evidenciaron las posibilidades de aplicación del VCSEL del fabricante Vixar, específicamente, en espectroscopía en la línea atómica D_1 ^{87}Rb. Fue posible realizar espectroscopía de absorción saturada en dicha línea, e identificar el espectro de absorción a partir de la información atómica. Para la identificación del espectro a partir de la señal de referencia en una cavidad Fabry-Pérot, debe mejorarse la técnica de medición en esta última. En un esquema experimental de espectroscopía de absorción saturada, no fue posible obtener un espectro libre de ensanchamiento Doppler. Esto fue atribuido a que, al modular la corriente de entrada al láser, el ancho de línea del mismo no era lo suficientemente estrecho como para resolver un Lamb dip. De todas formas, se asoció la presencia de un fenómeno de saturación con el aumento en la transmisión del haz propagado en la celda. El método de espectroscopía DAVS fue implementado con éxito y fue posible estudiar la dependencia de la señal DAVS con el campo magnético aplicado. No fue posible obtener resultados en un experimento de espectroscopía láser no lineal (observación de CPT). No se descarta que esto sea una limitación del sistema de modulación rf y/o de la modulación en corriente de entrada al láser, en lugar de una limitación del VCSEL utilizado.

Capítulo 5

Conclusiones

Se construyó un sistema láser, utilizando un VCSEL del fabricante Vixar, que es apto para realizar experimentos de espectroscopía atómica de alta resolución en la línea D_1 del ^{87}Rb. Se destaca del mismo su facilidad de operación, diseño compacto y características de modulación en radiofrecuencia, siendo estas últimas las que permiten su utilización en experimentos de espectroscopía láser no lineal.

Fue posible utilizar el láser armado para observar fluorescencia resonante en una celda con vapor de átomos de ^{85}Rb y ^{87}Rb. Asimismo, fue posible utilizarlo en la medición de espectros de absorción atómica en ^{87}Rb. Se encontró una limitación a la hora de realizar un experimento típico de absorción saturada, dada por el ancho de banda del VCSEL al modular su corriente de entrada. Por este motivo, se evidenció un fenómeno de saturación atómica, pero no fue posible obtener un espectro libre de ensanchamiento Doppler.

El método de espectroscopía DAVS fue implementado con éxito. Se pudo estudiar la dependencia de la señal DAVS con el campo magnético y en función de la saturación de la muestra. Para muestras con baja saturación o saturación intermedia, se observó una linealidad en la dependencia de la señal DAVS con el campo magnético. Para muestras con mayor grado de saturación, se encontró una dirección del campo en la cual los resultados de las mediciones se desvían de la linealidad.

En la implementación del láser en un experimento de CPT, no se pudo observar la formación de estados obscuros. Se utilizaron dos métodos en la búsqueda de resultados, el primero, escaneando la frecuencia de oscilación del YIG, el segundo, sintonizando el campo magnético. El primer método no tuvo éxito en la implementación. En el segundo, se midió un efecto de dependencia con el campo magnético relacionado con la polarización de la muestra. Esto lleva a pensar que la imposibilidad de ver CPT podría no ser una limitación del VCSEL, sino de la fuente de modulación rf y/o de modulación en corriente de entrada al láser.

Líneas de trabajo a futuro

En el dispositivo láser que fue construido en este trabajo, tanto el VCSEL como el oscilador YIG son intercambiables. Se propone utilizar el sistema láser para estudiar otras transiciones en los distintos isótopos del Rb, al igual que otros átomos alcalinos de interés, e.g., Cs.

En relación a una posible solución que permita observar resonancias CPT en los experimentos de este trabajo, se propone encontrar en el sistema de modulación rf implementado, la forma de escanear la frecuencia del YIG en pasos más chicos que 100 kHz. En esta misma línea, también se propone revisar la electrónica de control del YIG, para lograr bandas de modulación de mayor potencia que las obtenidas en este trabajo.

Queda pendiente la comprensión teórica de los resultados obtenidos en la búsqueda de CPT sintonizando el campo magnético. Asimismo, de los resultados medidos de la amplitud de la señal DAVS en función de la intensidad del campo magnético y la desviación respecto a una dependencia lineal para una mayor saturación de la absorción en la muestra. También queda pendiente la interpretación teórica (o búsqueda experimental del origen) del punto de inversión de la señal DAVS para valores cercanos a B = 0.

A partir de los resultados del método de espectroscopía DAVS, una dirección a tomar podría ser estudiar la dependencia de la señal DAVS frente a otras condiciones experimentales, e.g., diferentes ángulos de polarización de la luz o variación de la temperatura de la celda con vapor de átomos.

Finalmente, se propone implementar la llamada técnica de Lockeo Láser en Vapor Atómico Dicróico (DAVLL), para estabilizar la frecuencia del láser aprovechando la señal DAVS que se obtiene con el setup experimental de este trabajo. Esta línea de trabajo está estrechamente relacionada con la construcción de relojes atómicos y es de interés, además, en el campo del enfriamiento de átomos.

Apéndice A

Esquemáticos

A.1. Controlador de Temperatura

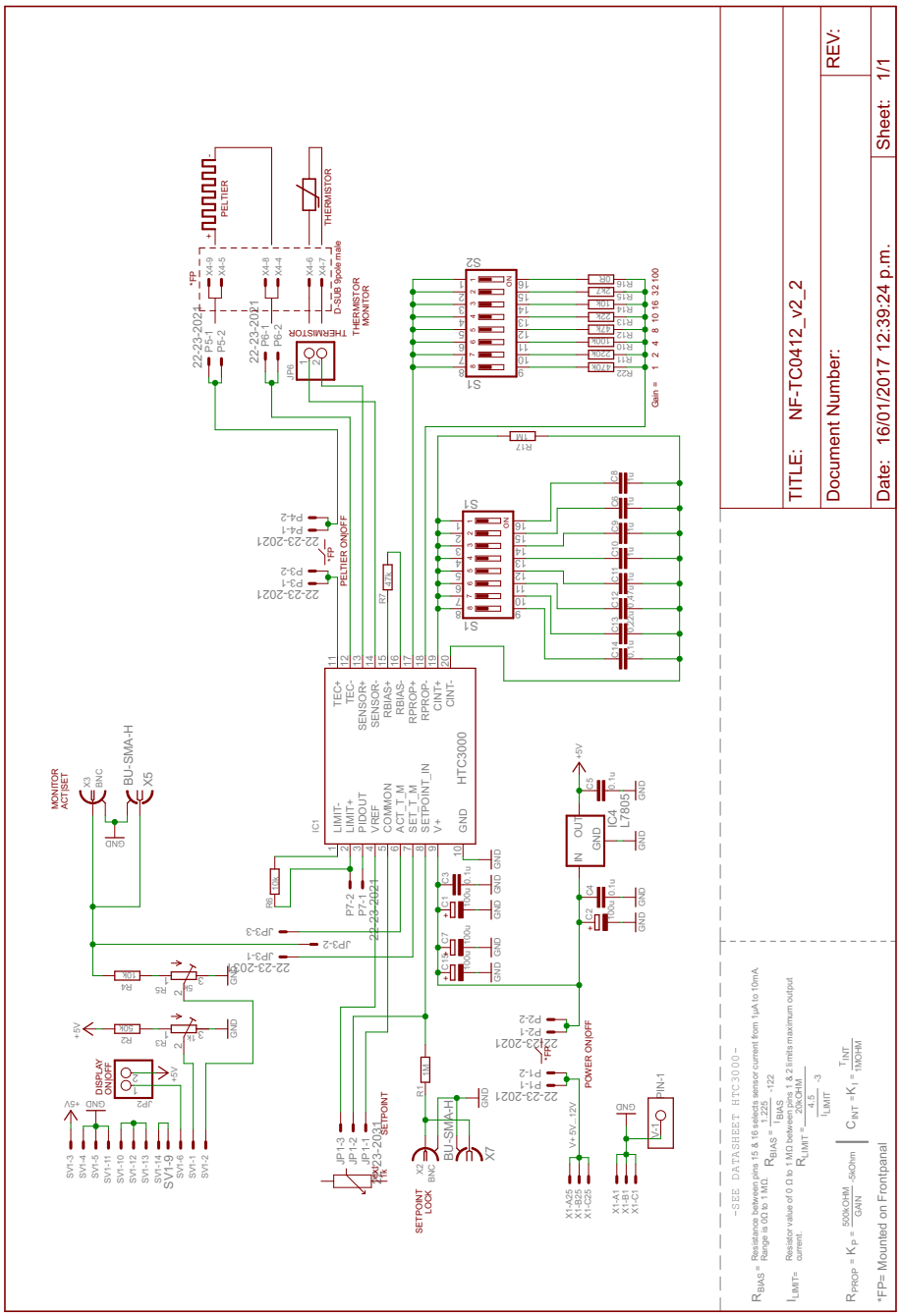

Figura A.1: Esquemático del controlador de temperatura.

A.2. Fuente de corriente (modelo 1)

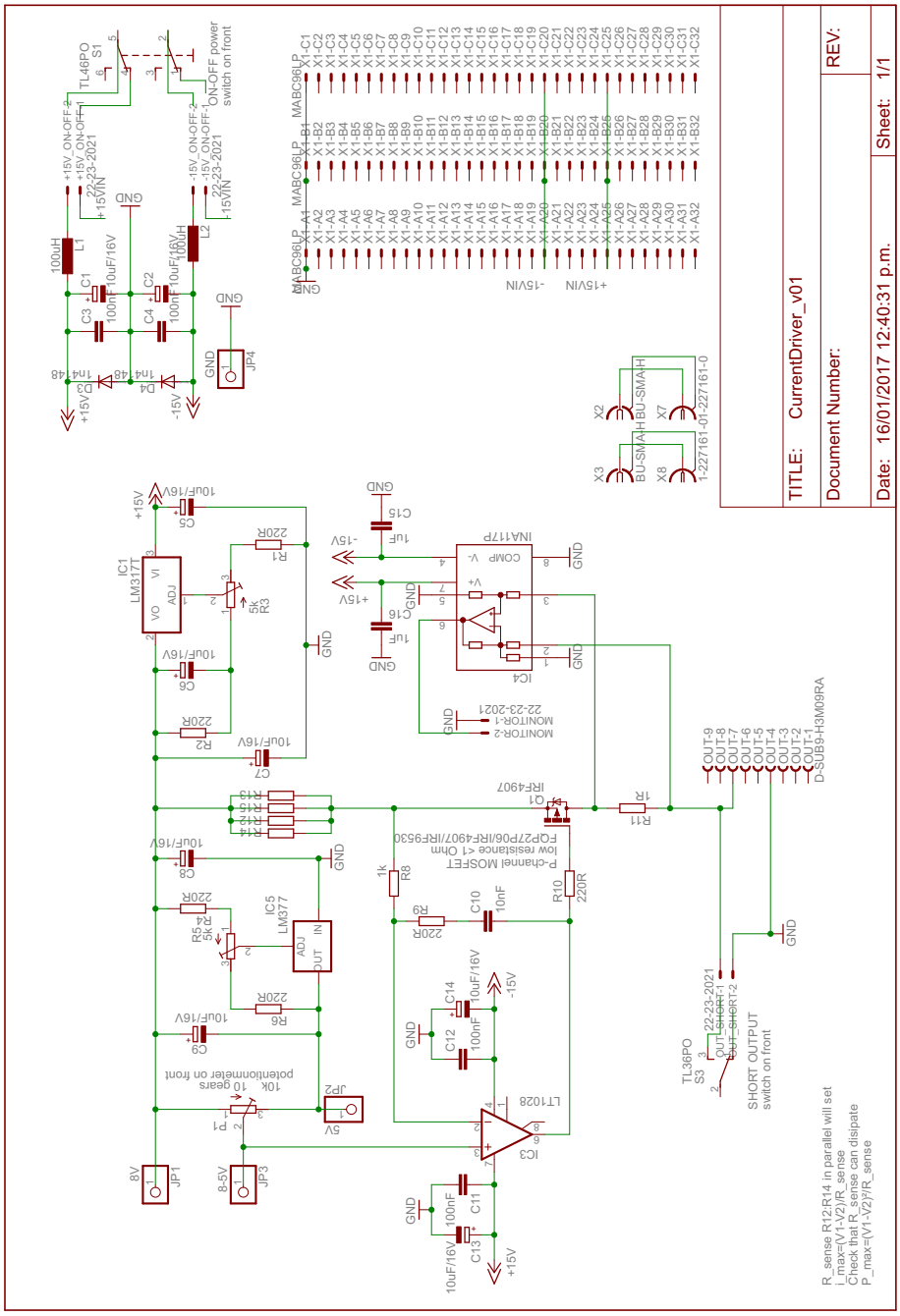

Figura A.2: Esquemático del modelo 1 de fuente de corriente.

A.3. Circuito asociado al sintentizador del YIG

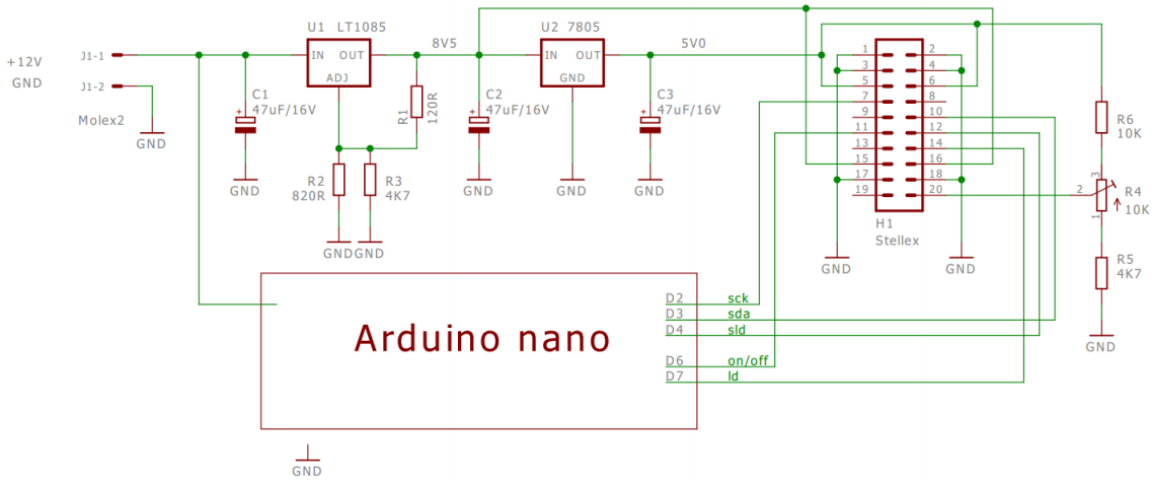

Figura A.3: Imagen extraída de Ref. [27]. En este trabajo se utilizó un Arduino Uno y se reemplazó el regulador de tensión fijo LT1085 por un regulador de tensión ajustable LM317T.

El circuito de la Fig. A.3 controla la alimentación de entrada al bloque de 20 pines (M1 Stellex) del tablero sintetizador basado en un chip PLL LMX2326. Los pines 5-6 y 15-16 reciben la señal de alimentación 5 VDC y 8,5 VDC respectivamente. R6, R4 y R5, entre la alimentación y el pin 20, tienen como función sintonizar el voltaje de control del VCO de cristal de 10 MHz dentro del tablero sintetizador. Las conexiones al Arduino son las salidas de programación del LMX2326 Clock (sck), Data (sda), Load Enable (sld), Lock detect (ld), el pin 11 en particular, permite prender y apagar la conexión con el YIG (entrada D6 en esquema del Arduino).

Se programó en el Arduino un LED que da un destello por milisegundo si el PLL no está lockeando, y dos destellos por milisegundo, cada segundo, en el caso contrario. Esto, a su vez, es útil para encontrar el rango de operación del YIG sin más instrumentos. El sintetizador se inicia después de encender en la frecuencia predeterminada por el controlador basado en Arduino (código en apéndice B). De esta forma, es posible programar el PLL por USB y luego usarlo sin conexión a una computadora, ya que se inicia en la frecuencia en que fue configurado.

Apéndice B

Controlador PLL basado en Arduino

```
//
// Synthesizer properties
//

#define REF_CLOCK_HZ  10000000  // original clock reference
#define STEP_SIZE_HZ  50000     // 50 kHz
#define PRESCALE_FACTOR  4      // (Prescaler before LMX2326)
#define HARDWIRED_MHZ  30000    // YIG central freq in MHz

//
// PLL programming constants
//

signed long R = REF_CLOCK_HZ / STEP_SIZE_HZ;

//
// Port definitions
//

int led = 13;
int data = 12;
int clock = 11;
int latch = 10;
int enable = 9;

//
// ADF411x / LMX23x6 PLL latch labels
//

#define PLL_LATCH_R    0x00
#define PLL_LATCH_N    0x01
#define PLL_LATCH_INIT 0x03

// the setup routine runs once when you press reset:
void setup() {

  pinMode(led, OUTPUT);
```

```
  pinMode(data, OUTPUT);
  pinMode(clock, OUTPUT);
  pinMode(latch, OUTPUT);
  pinMode(enable, INPUT);

  // initialize serial:
  Serial.begin(9600);

  delay(2000);

   //
   // Initialize PLL chip
   //
   //    Enable digital lock detection
   //    Positive VCO tuning characteristic
   //
   PLL_write_word(21, PLL_LATCH_INIT | (1L << 4) | (1L << 7));
   //
   //    R divider = 10 MHz / 250 kHz (40)
   //    Lock detection period = five consecutive reference cycles
   //
   PLL_write_word(21, PLL_LATCH_R | (R << 2) | (1L << 20));
   //
   // Set a starting frequency
   //
   signed long MHz = HARDWIRED_MHZ;
   PLL_set_MHz(MHz);

}

// the loop routine runs over and over again forever:
void loop() {

  if(digitalRead(enable) == HIGH){
    digitalWrite(led, HIGH);   // turn the LED on (HIGH is the voltage
   level)
    delay(1);                 // wait for a second
    digitalWrite(led, LOW);    // turn the LED off by making the voltage
    LOW
    delay(100);                // wait for a second
    digitalWrite(led, HIGH);   // turn the LED off by making the voltage
    LOW
    delay(1);                 // wait for a second
    digitalWrite(led, LOW);   // turn the LED off by making the voltage
   LOW
    delay(1000);               // wait for a second

  }
```

```
  else{
    digitalWrite(led, HIGH);   // turn the LED on (HIGH is the voltage
   level)
    delay(1);                  // wait for a second
    digitalWrite(led, LOW);    // turn the LED off by making the voltage
    LOW
    delay(200);                // wait for a second
  };

    // if there's any serial available, read it:
  while (Serial.available() > 0) {

    // look for the next valid integer in the incoming serial stream:
    signed long freq = Serial.parseInt();
    // look for the newline. That's the end of your
    // sentence:
    if (Serial.read() == '\n') {
      // constrain the values to 5000 - 7000
      freq = constrain(freq, 5000, 80000);
      signed long MHz = freq;
      // Update the set value on the PLL
      PLL_set_MHz(MHz);

      // print the set frequency back to the serial terminal:
      Serial.println(MHz);

    }
  }
}

// ---------------------------------------------------------------
// Support routines
// ---------------------------------------------------------------

void PLL_write_word(int bits, signed long dataWord)
{
   //
   // Drop all signals
   //

   digitalWrite(data, LOW);
   digitalWrite(clock, LOW);
   digitalWrite(latch, LOW);

   for (int i=bits-1; i >= 0; i--)
      {
      //
      // Shift word into input register, starting with MSB
```

```
      // After asserting each bit, toggle CLK briefly to load it
      //

      if (dataWord & (1L << i))
         {
         digitalWrite(data, HIGH);
         digitalWrite(clock, HIGH);
         digitalWrite(clock, LOW);
         }
      else
         {
         digitalWrite(data, LOW);
         digitalWrite(clock, HIGH);
         digitalWrite(clock, LOW);
         }
      }
   //delay(1); // Wait 1 ms

   digitalWrite(latch, HIGH);
   digitalWrite(latch, LOW);
   delay(1); // Wait 1 ms

}

// ---------------------------------------------------------------
// Set desired N divisor to determine PLL output frequency
// ---------------------------------------------------------------

void PLL_set_N_divisor(signed long N)
{
   //
   // Set N divisor, low charge-pump gain
   //

   PLL_write_word(21, PLL_LATCH_N | (N << 2) /* | (1 << 20) */);
}

// ---------------------------------------------------------------
// Since Fcomp is 250 kHz and each step is multiplied by 4
// by the external prescaler, the N divisor is just the frequency in MHz
// ---------------------------------------------------------------

void PLL_set_MHz(signed long MHz)
{
   PLL_set_N_divisor(MHz);
}
```

Apéndice E

Sobre la alineación del aislador óptico de Faraday

Al realizar una caracterización más rigurosa del VCSEL del fabricante Vixar (final del capítulo 3), se encontró para la transmisión de una cavidad Fabry-Pérot de L= (3,0 $\pm$ 0,1) mm que se producía una discretización de la señal medida. Se grafica en la Fig. E.1 (a) lo observado en la pantalla del osciloscopio, lo cual fue atribuido a un efecto de retroalimentación óptica. El fundamento de esto es que se encontró que la discretización de la señal tenía origen en una mala alineación del aislador óptico de Faraday (utilizado en todos los esquemas experimentales de este trabajo). Partiendo de la observación de la señal discretizada, se giró el ángulo del polarizador de salida del aislador óptico hasta ver una señal como la que se muestra en la Fig. E.1 (b). De esta forma, se encontró la mejor alineación del aislador óptico que permitiera determinar correctamente en el espectro, e.g., una medida del FWHM o del FSR.

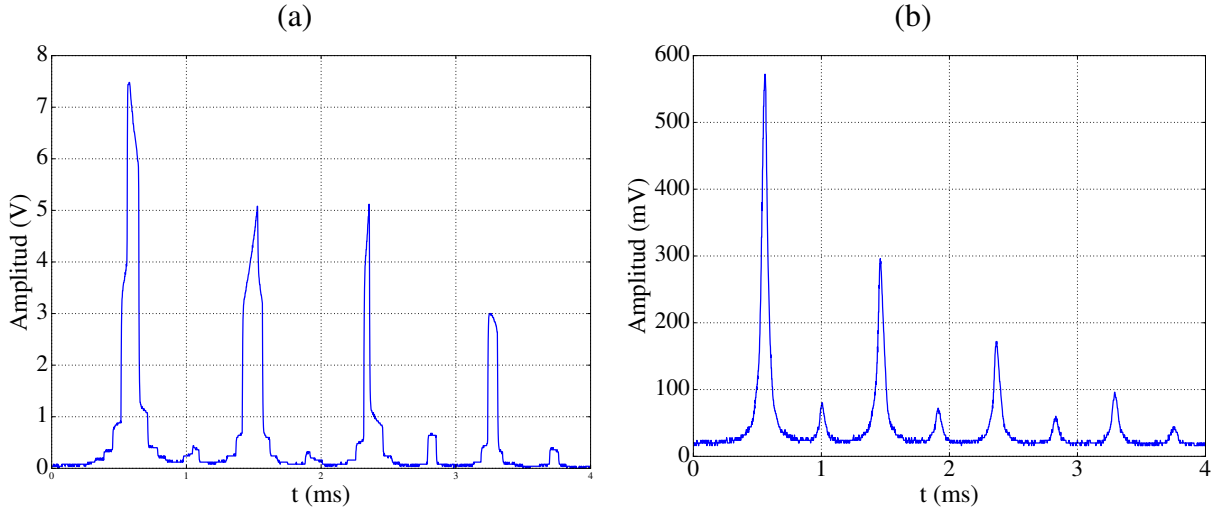

Figura E.1: Señal de cavidad Fabry-Pérot de L= (3,0 $\pm$ 0,1) mm con el aislador óptico de Faraday (a) desalineado y (b) alineado. Mediciones con diodo láser de Vixar escaneando la cavidad por modulación en corriente, amplitud del barrido 100 mV pico a pico, frecuencia 19 Hz y offset de 1,2 mA. Observar las diferentes escalas en los ejes verticales.

Bibliografía

[1] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, "Surface emitting semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, pp. 1845–1855, Sept 1988.

[2] K. Iga, "Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 1201–1215, Nov 2000.

[3] R. Michalzik, ed., *VCSELs. Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, vol. 166 of *Springer Series in Optical Sciences*. ISBN 978-3-642-24986-0, 2013.

[4] J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee, and L. T. Florez, "Vertical-cavity surface-emitting lasers: Design, growth, fabrication, characterization," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 1332–1346, Jun 1991.

[5] W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford, K. L. Lear, and G. R. Hadley, "Design, fabrication, and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 1810–1824, Oct 1997.

[6] C. Jung, R. Jager, M. Grabherr, P. Schnitzer, R. Michalzik, B. Weigl, S. Muller, and K. J. Ebeling, "4.8 mW singlemode oxide confined top-surface emitting vertical-cavity laser diodes," *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 1790–1791, Oct 1997.

[7] C. J. Chang-Hasnain, "VCSELs advances and future prospects," *Opt. Photon. News*, vol. 9, pp. 34–39, May 1998.

[8] R. King, R. Michalzik, C. Jung, M. Grabherr, F. Eberhard, R. Jaeger, P. Schnitzer, and K. J. Ebeling, "Oxide-confined 2D VCSEL arrays for high-density inter/intra-chip interconnects," in *Optoelectronics and High-Power Lasers & Applications*, pp. 64–71, International Society for Optics and Photonics, 1998.

[9] M. Garrigues, J. Leclercq, and P. Viktorovitch, "III-V semiconductor based MOEMS devices for optical telecommunications," *Microelectronic Engineering*, vol. 61, pp. 933–945, 2002.

[10] C. Affolderbach, A. Nagel, S. Knappe, C. Jung, D. Wiedenmann, and R. Wynands, "Nonlinear spectroscopy with a vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL)," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 70, no. 3, pp. 407–413, 2000.

[11] N. Belcher and I. Novikova, "VCSEL Laser System for Atomic Clocks," 2007.

[12] D. K. Serkland, G. M. Peake, K. M. Geib, R. Lutwak, R. M. Garvey, M. Varghese, and M. Mescher, "VCSELs for atomic clocks," in *Integrated Optoelectronic Devices 2006*, pp. 613208–613208, International Society for Optics and Photonics, 2006.

[13] P. D. Schwindt, S. Knappe, V. Shah, L. Hollberg, J. Kitching, L.-A. Liew, and J. Moreland, "Chip-scale atomic magnetometer," *Applied Physics Letters*, vol. 85, no. 26, pp. 6409–6411, 2004.

[14] D. A. Steck, "Rubidium 87 D Line Data." Available online at `http://steck.us/alkalidata`, Dec 2010.

[15] D. A. Steck, "Rubidium 85 D Line Data." Available online at `http://steck.us/alkalidata`, Dec 2010.

[16] Demtröder, *Atoms, Molecules and Photons*. Springer Science & Business Media, 2nd ed., Oct 2010.

[17] W. Martin and W. Wiese, "Atomic, Molecular, and Optical Physics Handbook (version 1.01)." available online at `http://physics.nist.gov/Pubs/AtSpec/index.html`, 2002.

[18] M. Fox, *Quantum Optics*. Oxford University Press, 2006.

[19] A. Millett-Sikking, I. G. Hughes, P. Tierney, and S. L. Cornish, "DAVLL lineshapes in atomic rubidium," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 40, no. 1, p. 187, 2006.

[20] A. Experimental Method for the Observation of R. F. Transitions and Laser Beat Resonances in Oriented Na Vapour, "Alzetta, g and gozzini, a and moi, l," *Lett. Nuovo Cimento*, vol. 17, no. 333, 1976.

[21] E. Arimondo, "Coherent population trapping in laser spectroscopy," *Progress in optics*, 1996.

[22] A. Nagel, *Precision Spectroscopy of Coherent Dark States in Thermal Cesium Vapour*. PhD thesis, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universitat zu Bonn, Apr 1999.

[23] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H. G. Robinson, and L. Hollberg, "Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references," *JOSA B*, vol. 18, no. 11, pp. 1545–1553, 2001.

[24] Wavelength Electronics, "HTC series." `http://www.teamwavelength.com/downloads/datasheets/htcseries.pdf`, Jun 2011.

[25] J. Naber, "Aufbau und Betrieb einer Paulfalle zur Rydberganregung von Ionen," Master's thesis, Johannes Gutenberg University, Mainz, 2012.

[26] J. Miles, "Notes on Stellex YIG Synthesizer Performance and Control." `http://www.ke5fx.com/stellex.htm`, 2006-2013.

[27] L. Cupido, "The Ultimate plug and play Stellex Mini-YIG Synthezizer controller." `http://www.qsl.net/ct1dmk/stellex.html`, Jul 2015.

[28] B. Kaa, "A simple approach to YIG oscillators," *VHF COMMUNICATIONS*, no. 4, pp. 217–224, 2004.

[29] Micro Lambda Wireless, Inc., "Technology Description YIG Tuned Oscilators." `http://www.microlambdawireless.com/uploads/files/pdfs/ytodefinitions2.pdf`.

[30] N. Belcher, *Development of a Prototype Atomic Clock Based on Coherent Population Trapping*. Undergraduate Thesis, College of William and Mary, 2008.

[31] H. Sun, *Laser Diode Beam Basics, Manipulations and Characterizations*. Springer Science & Business Media, 2012.

[32] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 1986.

[33] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc., 1991.

[34] R. Paschotta, "The Encyclopedia of Laser Physics and Technology." `http://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html`.

[35] H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators," *Appl. Opt.*, vol. 5, pp. 1550–1567, Oct 1966.

[36] J. Arlt and M. Padgett, "Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam," *Optics letters*, vol. 25, no. 4, pp. 191–193, 2000.

[37] K. L. Corwin, Z.-T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, and C. E. Wieman, "Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor," *Applied Optics*, vol. 37, no. 15, pp. 3295–3298, 1998.

[38] V. V. Yashchuk, D. Budker, and J. R. Davis, "Laser frequency stabilization using linear magneto-optics," *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, no. 2, pp. 341–346, 2000.

[39] N. Belcher, E. E. Mikhailov, and I. Novikova, "Atomic clocks and coherent population trapping: Experiments for undergraduate laboratories," *American Journal of Physics*, vol. 77, no. 11, pp. 988–998, 2009.