

Experimentos de espectroscopia láser con una muestra gaseosa de Rb

Alexander Canchanya y Nicole Zamonsky

Laboratorio 5, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires
Noviembre 2021

Resumen

En este trabajo se estudió la técnica de espectroscopía láser por absorción. Se sintonizó un diodo láser VCSEL infrarrojo para estudiar las transiciones entre los distintos niveles de energía de los átomos de rubidio, considerando correcciones de estructura fina e hiperfina. Además se estudió la respuesta de los espectros frente a variaciones de temperatura de la muestra y del láser, y se estudió esta relación comparándola con el ensanchamiento Doppler. Se obtuvo que para temperaturas de la muestra mayores a 32°C , hay ensanchamientos que van como $\propto T^{0.3}$. Por último, al aplicarle un campo magnético externo a la muestra de Rb, se aprovecharon las señales DAVS bajo el efecto Zeeman para lockear el láser mediante un controlador PID, integrado a una red Pitaya. Se logró la señal transmitida se mantuviera en un punto de lockeo al nivel de ~ 0 V con una desviación estándar de $\sigma = 92.1$ mV.

I. INTRODUCCIÓN

La espectroscopía es el estudio de la interacción de la materia con la radiación electromagnética. En este trabajo se estudió en particular la técnica de espectroscopía láser por absorción, la cual consiste en medir la radiación que absorbe un cierto material que es incidido por un láser, en función de la frecuencia o longitud de onda de emisión.

Los diodos láser VCSEL son un tipo de diodo láser semiconductor cuyo medio de laser 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, con reflectividades del 99 % o más, que encierran una región activa (estructura de ganancia) con uno o más pozos cuánticos. Éstos láseres permiten obtener un haz en un único modo longitudinal con poca potencia eléctrica en su región activa sin la necesidad de un selector externo de modos.

Un elemento que se suele utilizar para el estudio de espectroscopía láser, es el rubidio. Éste es un elemento alcalino, es decir, posee sólo un electrón de valencia, lo cual su esquema de niveles de energía se asemeja al del hidrógeno. A diferencia del hidrógeno, la frecuencia de transición del estado fundamental al primer estado excitado en un átomo de rubidio se encuentra en el rango del infrarrojo, y esto trae como ventaja de que es un láser barato y fácil de conseguir.

Para referirse a un estado electrónico en átomos de muchos electrones, es útil introducir la notación de Russell-Saunders, en la cual se identifica al estado electrónico como $n^{2S+1}L_J$, donde n es el número cuántico principal, S el número cuántico del spin, L el momento angular orbital y J los valores posibles del momento angular to-

tal, de valores entre $|L - S| \leq J \leq L + S$. La multiplicidad del spin es $2S + 1$. En particular, para el átomo de rubidio, el estado fundamental es designado $5^2S_{\frac{1}{2}}$, y los primeros estados excitados, $5^2P_{\frac{1}{2}}$ ($D1$) y $5^2P_{\frac{3}{2}}$ ($D2$) presentan un desdoblamiento energético debido a la interacción spin-órbita. Esto da lugar a lo que se conoce como estructura fina, para la cual la transición atómica $L = 0 \rightarrow L = 1$ (línea D) se abre en dos componentes: líneas $D_1(5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{1}{2}})$ y $D_2(5^2S_{\frac{1}{2}} \rightarrow 5^2P_{\frac{3}{2}})$.

Existen dos isótopos del rubidio en la naturaleza: ^{87}Rb y ^{85}Rb . 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 ordenes de magnitud menores que las de un cambio de estructura fina, dando lugar a la llamada estructura hiperfina. Para el isótopo ^{87}Rb el momento nuclear de spin es de $I = 3/2$, mientras que para el isótopo ^{85}Rb es de $I = 5/2$. Designamos por F al número cuántico de momento cinético total siendo la suma $F = J + I$ y los valores vienen dados por la teoría de suma de momentos angulares $|J - I| \leq F \leq J + I$. Para el ^{87}Rb el estado de la línea D_1 , F puede valer 1 o 2, mientras que para el de la línea D_2 puede valer 0, 1, 2 o 3. Análogamente, para el ^{85}Rb el estado de la línea D_1 , F puede valer 2 o 3, mientras que para el de la línea D_2 puede valer 1, 2, 3 o 4 [1].

En la figura 1 se muestra un esquema de niveles de energía de estructura hiperfina de la línea D_1 del ^{87}Rb . Por otro lado en la figura 2 se muestra para el ^{85}Rb .

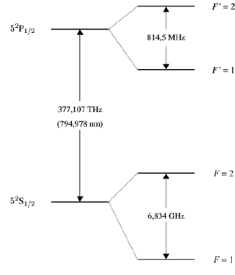


Figura 1: Esquema de transiciones entre el nivel fundamental y el nivel D_1 del ^{87}Rb .

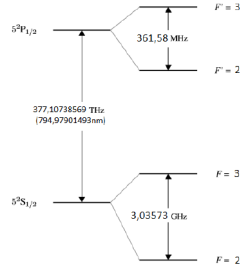


Figura 2: Esquema de transiciones entre el nivel fundamental y el nivel D_1 del ^{85}Rb .

Las frecuencias de absorción para las transiciones en la línea D_1 de los dos isótopos mencionados se muestran en la figura a continuación.

Tipo	(F,F')	Frecuencia abs. (THz)	Frecuencia rel. (Ghz)
^{87}Rb	(2,1)	377.104391	0.000
^{87}Rb	(2,2)	377.105205	0.814
^{85}Rb	(3,2)	377.105909	1.518
^{85}Rb	(3,3)	377.106274	1.883
^{85}Rb	(2,2)	377.108947	4.556
^{85}Rb	(2,3)	377.109307	4.916
^{87}Rb	(1,1)	377.111226	6.835
^{87}Rb	(1,2)	377.112040	7.649

Figura 3: Tabla con las frecuencias de absorción del Rubidio. Se tienen en cuenta tanto los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb ya que se toma como hipótesis que los isótopos como los porcentajes presentes de estos en la muestra, son los mismos que los que se encuentran en la naturaleza.

Para una muestra casi pura de ^{87}Rb , el espectro que se espera ver es como el que se muestra en la figura 4. En la misma, se indica con una flecha gris una pequeña curva que es causada por las impurezas de ^{85}Rb presentes en la muestra. Esta forma del espectro de absorción se corresponde con los valores de energía de los esquemas de transiciones para ambos isótopos recién expuestos.

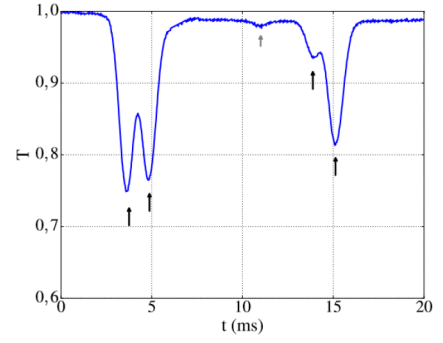


Figura 4: Espectro de absorción de una muestra pura de ^{87}Rb .

Al irradiar un láser sobre una muestra gaseosa de algún elemento (ya sea rubidio u otro), como cada átomo es particular absorbe en un conjunto único de frecuencias determinado por la estructura hiperfinada los estados cuánticos, la intensidad de la absorción dependerá de la frecuencia de la luz del láser. Registrando la intensidad del haz láser a la salida de la muestra puede obtenerse la curva de absorción. Las frecuencias de absorción asociadas a un elemento no son monocromáticas. Las líneas poseen un ancho natural dado por:

$$\Delta w = \frac{1}{\tau} \quad (1)$$

donde τ es la constante temporal de decaimiento de la emisión de luz. Este ancho natural se ve ensanchado por dos razones principalmente: el ensanchamiento por colisiones y el ensanchamiento Doppler. El ensanchamiento por colisiones aparece debido a las colisiones de los átomos con partículas vecinos y con las paredes de la celda. Esto puede acortar la vida útil efectiva del estado excitado.

Por otro lado el ensanchamiento Doppler tiene su origen por el movimiento de los átomos en el gas. El movimiento azaroso de los átomos da lugar a cambios en las frecuencias de absorción de los átomos que se mueven en la misma dirección en el que se propaga el láser debido al efecto Doppler relativista. Este ensanchamiento de la línea de absorción puede ser calculado como:

$$\Delta w = 2w_0 \left(\frac{2 \ln(2) k_B T}{mc^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

con w_0 la frecuencia correspondiente a la transición [2].

Aún así, existe otra razón por la que el ancho de las líneas espectrales puede variar, y esta depende de los rebotes de las partículas en las paredes de la cavidad donde se encuentran. Este efecto sólo aparece en trampas microscópicas, dado que las colisiones por partícula en una celda macroscópica son despreciables en un sistema en equilibrio, por lo que no se tiene en cuenta para los cometidos de este informe.

Si a la muestra utilizada se le aplica un campo magnético externo y estático que interactúa con los átomos, aparece la llamada estructura Zeeman. Al aplicar un campo

magnético externo \mathbf{B} , la componente hiperfina con $F = 1$ se divide en tres subniveles y la $F = 2$ en 5. La separación de los subniveles es proporcional al campo aplicado. Este efecto Zeeman se utiliza para crear una señal de referencia a frecuencia estable que puede ser usada para lockear un láser en dicha frecuencia. El haz linealmente polarizado que incide en la muestra, puede ser descompuesto en dos haces polarizados circularmente en sentidos opuestos (esto se puede lograr por ejemplo utilizando una lamina de cuarto de onda con un prisma de Wollaston). En el caso de que no haya un campo magnético externo, la resta entre estas dos señales es cero para toda frecuencia. Pero en el caso que sí haya campo magnético externo, la curva de absorción que corresponde a cada uno de los haces polarizados en sentidos opuestos se desplaza a frecuencias más altas y más bajas. Si restamos estas dos señales desplazadas obtenemos lo que se conoce como señal DAVS, la cual tiene forma de dispersión y un cero en el centro de la línea, como se muestra en la siguiente figura.

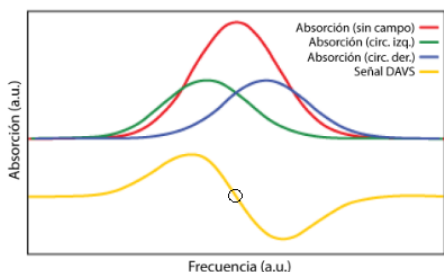


Figura 5: Ejemplo de una señal DAVS. Se destacan los corrimientos de las señales según las polarizaciones del haz, y cómo la señal DAVS tiene una raíz en la frecuencia que corresponde al pico de la curva de absorción sin campo magnético. Imagen tomada de un informe de un grupo de Laboratorio 5 [3].

Los ceros de la señal DAVS como se lo marcan en la figura 5 con un círculo negro, corresponden con las transiciones de la línea D_2 y son usados para fijar la frecuencia de calibración de un láser, permitiendo hacer un lockeo del láser y calcular la estabilidad del mismo.

Una de las motivaciones para estudiar las señales DAVS es que, a diferencia de las líneas espectrales sin campo magnético (que son picos), para estas solo basta encontrarles las raíces. Hallar un cero es más fácil que estimar el pico de una campana, por lo que las definiciones de las frecuencias de estados de transición resultan más precisas con este método.

II. DISEÑO Y METODOLOGÍA EXPERIMENTAL

El montaje experimental fue realizado sobre una mesa óptica, y se analizó una muestra de rubidio la cual tenía una composición en isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb en proporciones desconocidas. El mismo consistió en un diodo

láser VCSEL infrarrojo ThorLabs ITC4001[6], al cual a la salida del mismo se colocó un polarizador lineal para polarizarlo linealmente. El diodo láser VCSEL tiene un controlador el cual permite sintonizar el láser, sea variando su temperatura o corriente mediante mecanismos de control PID. Estos valores del PID fueron seteados en $P = 250$, $I = 70$, $D = 75$. El controlador además permite modular la corriente. Por ejemplo se la puede modular por una señal triangular, y como la corriente se relaciona con la frecuencia de emisión del láser, la rampa en corriente permite efectuar un barrido en frecuencias en una única medición.

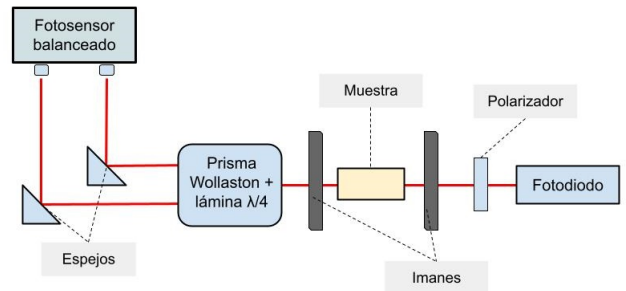


Figura 6: Esquema del dispositivo experimental utilizado. Como fotodiodo se considera tanto el láser VCSEL como su controlador. Los haces que salen del prisma Wollaston y de la lámina de $\lambda/4$ están polarizados en sentido opuesto. El fotosensor balanceado posee tres canales: MON+, MON- y RF; el último corresponde a la diferencia analógica de las dos primeras. Los imanes someten en teoría a la muestra a un campo magnético uniforme.

Luego del polarizador lineal, se colocó la muestra de rubidio, y luego una lámina de cuarto de onda la cual cambia la polarización de lineal a circular. Con un prisma de Wollaston a la salida de la lámina, se logra que el haz se separe en dos haces con polarizaciones circulares en sentidos opuestos, es decir, uno polarizado circularmente en sentido horario y el otro en sentido antihorario. Luego utilizando dos espejos, se redirigieron los haces hacia un fotodetector.

Las mediciones tomadas son las señales que salen del fotorreceptor balanceado, cuyos canales adquiridos difieren según el experimento realizado. Dichas señales pueden pertenecer a los espectros producidos por ambas polarizaciones del haz, MON(+) y MON(-), como también a la resta entre ambas (conjunto de DAVS), RF. Para tomar los datos se conectó este fotodetector con los canales 1 y 2 del osciloscopio.

III. RESULTADOS Y ANÁLISIS

La señal producida por el haz del láser fue modulada con una función periódica, de amplitud y frecuencia variables, con el propósito de hacer un barrido de corrientes (y por lo tanto frecuencia del láser) en el tiempo.

Entonces, las curvas a la salida del fotorreceptor tienen la misma forma que la señal modulada, aunque con decaimientos en voltaje para ciertos tiempos. Estas fluctuaciones en el tiempo no son otra cosa que el espectro del Rb que vamos a estudiar.

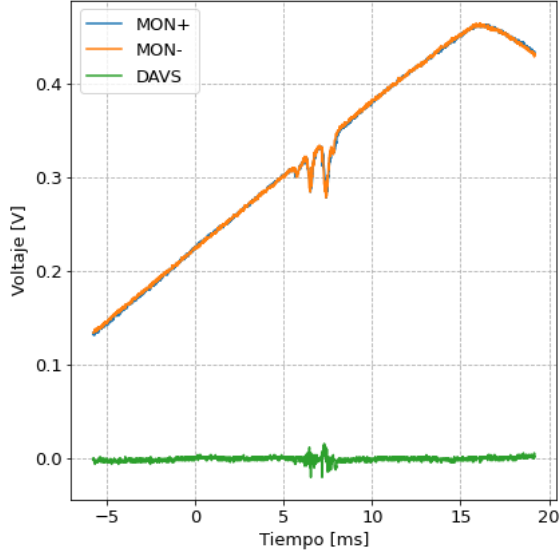


Figura 7: Líneas espectrales sin campo magnético, sobre la rampa de la modulación triangular. Nótese cómo no se distingue MON+ de MON-, por la escala de la imagen y por estar superpuestas. Abajo de ambas, se ve la diferencia analógica de ambas señales, lo que sería el conjunto de DAVS. Destacamos su tendencia a un valor nulo excepto en la parte del espectro. Esto está relacionado a la estabilidad del sistema, y se tratará más adelante.

A modo de recuperar los espectros de forma más sencilla, la modulación en corriente de la señal del láser se eligió triangular, de amplitud $\sim 0.3mA$. Como es un conjunto de funciones lineales, la operación para sacar esta componente monótona es trivial.

En la Figura 7 pueden verse los espectros obtenidos sobre unas rampas crecientes de la señal modulada. Se hace énfasis en la señal diferencia (el conjunto de DAVS), que tiende a anularse como era de esperarse, excepto en la parte del espectro. Asumimos que se debe a problemas de estabilización del armado experimental. Sobre esto se intenta expandir más adelante, durante el desarrollo del método de lockeo del láser.

A. Observación de las transiciones atómicas de la línea D1 del Rb

Una vez recuperados los espectros para la muestra de Rb, procedimos a comparar las líneas de absorción encontradas con aquellas teóricas de la tabla de la Figura 3. Para hacer más fácil la distinción, se graficaron las frecuencias de la tabla dándoles un peso equivalentes a sus

porcentajes en la naturaleza, siendo estos de 72.2 % para el ^{85}Rb y de 27.8 % para el ^{87}Rb (ver Figura 8).

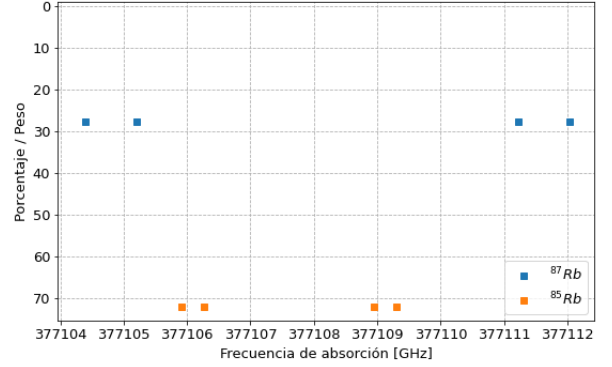


Figura 8: Pesos que tienen las frecuencias de absorción de los isótopos naturales del Rb, suponiendo en la muestra se encuentran en las mismas cantidades como en la naturaleza.

Vale aclarar que como las señales adquiridas eran barridos en función del tiempo y no de las frecuencias, las comparaciones entre lo observado y lo teórico no es del todo congruente. Para resolver esto, se asume en cada medición que las líneas espectrales de los bordes (correspondientes al isótopo ^{87}Rb) coinciden con las frecuencias teóricas. De esta forma, se construye una transformación lineal que sirve para convertir la escala temporal a una en frecuencias.

Aún así, este método depende de cuán bien definidas están las líneas espectrales en la señal a analizar. Esto es independiente de las resoluciones y los rangos en los que se los adquirieron.

Algo de esto se mencionó anteriormente, en la sección II, cuando se señaló la importancia de las señales DAVS en la espectroscopía. En consecuencia, va a tener más precisión una calibración sobre una señal DAVS que sobre un espectro sin campo magnético.

Aclaradas las consideraciones sobre el cambio de escala, se muestra en la Figura 9 el espectro recuperado de la Figura 7, y se señalan las frecuencias de absorción halladas para el isótopo ^{85}Rb .

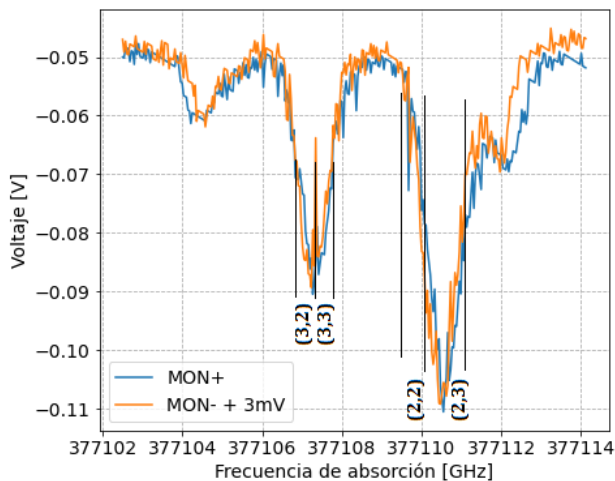


Figura 9: Espectro recuperado de la señal adquirida en la Figura 7, con la escala temporal convertida a frecuencias de absorción. En el gráfico se destacan las líneas espectrales calculadas del isótopo ^{85}Rb . Nótese la dificultad para distinguir los picos, que se traduce a una poca resolución de las líneas espectrales (por ende, se superponen). A la señal MON- se le sumó una constante de 3mV para que sea visiblemente comparable con la MON+. El offset que los diferencia probablemente se deba a un problema de alineación en el montaje experimental.

Cabe destacar que a la señal MON-, durante la eliminación de la rampa, se le sumó 3mV para poder mantenerlo en un nivel cercano a la MON+, y de esta forma poder comparar ambas. Suponemos que el offset que los diferencia probablemente se deba a un problema de alineación en el montaje experimental, puesto que que sólo haya diferencia de los espectros en amplitud, quiere decir que no están bien repartidas las intensidades en los haces polarizados.

Por otro lado, si bien en la Figura se hace un intento por distinguir zonas para diferentes líneas espectrales, la realidad es que estás no están bien definidas para poder hacerlo. Esto es, el ancho de cada una de ellas se solapa con la vecina más próxima de su misma especie.

Esta falta de distinción deja un margen de error de aproximadamente ~ 1 GHz en la calibración, que corresponde a la mitad del ancho de la campana que define los picos, ya que no es posible distinguir para el ^{87}Rb , por ejemplo, los estados (2,1) y (1,2) de los (2,2) y (1,1), respectivamente.

B. Cambios frente a variaciones de temperatura

Para observar la dependencia de la curva de absorción del Rb con la temperatura, se hicieron dos barridos. El primero consistió en cambiar la temperatura del láser, donde esperamos ver algún corrimiento en el tiempo, y por ende en frecuencias, de los espectros. Para el segundo,

se varió la temperatura de la muestra, donde esperamos toparnos con el fenómeno del ensanchamiento Doppler.

1. Variando la temperatura interna del diodo láser VCSEL

Como era posible modificar parámetros de control del láser a partir de comandos ya programados en su controlador, se eligió la temperatura para realizar un barrido. Este se hizo en un rango de $(22.0; 23.8)^\circ\text{C}$ con pasos menores o iguales a 0.2°C .

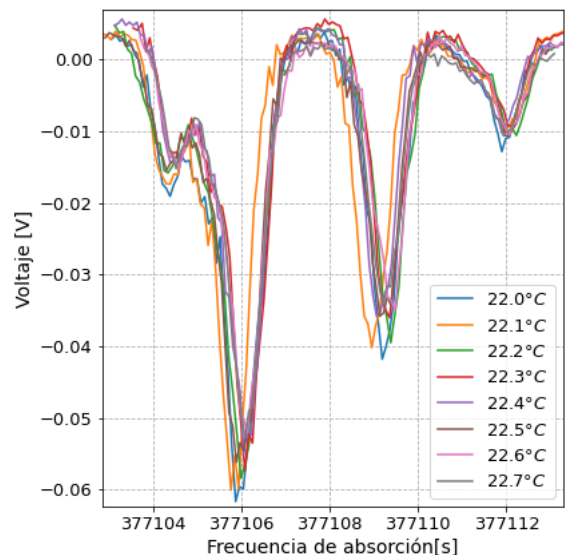


Figura 10: Espectro de la señal MON+ obtenidos luego de variar la temperatura interna del láser, en un rango de $(22.0; 23.8)^\circ\text{C}$.

A pesar de los cambios internos en temperatura, no se notan cambios abruptos en las formas de las señales MON+.

2. Calentando la celda de la muestra de Rubidio

Para este experimento se conectó un controlador de temperatura a los extremos de la celda. Es decir, el montaje experimental es el mismo de la Figura 6, aunque añadiendo el dispositivo mencionado. El barrido se efectuó en un rango de $(29; 57)^\circ\text{C}$, con pasos menores o iguales a 6°C .

Los resultados pueden verse en la Figura 11, que pertenece a las variaciones en T para la polarización MON+. Las señales adquiridas se trataron como en la Sección IIIA, es decir, se calibraron las escalas temporales y eliminó la rampa de la modulación. Además, para poder diferenciar mejor las curvas para cada temperatura, se promediaron los espectros cada 6 puntos. Esto permitió suavizar la señal, eliminando ruido que podría interferir en el análisis.

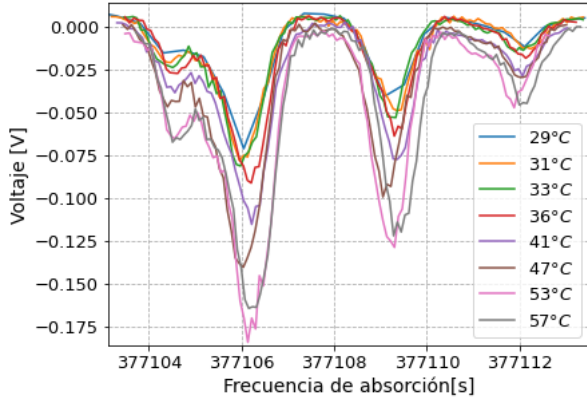


Figura 11: Espectros de la señal MON+ adquirida del barrido en función de la temperatura de la muestra. Se destaca el crecimiento de los picos, no solo en intensidad sino también en sus anchos. Nótese cómo los estados de transición (1,1)/(1,2) del ^{85}Rb y (2,2)/(2,3) del ^{87}Rb pierden resolución y se solapan a altas temperaturas.

Del gráfico se puede ver cómo ocurre un ensanchamiento ($\Delta\omega$) en los picos, aunque a su vez también hay un aumento en sus intensidades. Como consecuencia, vemos la pérdida de resolución para los estados de transición mas bajos en cada especie, y sus solapamientos a temperaturas altas. Estos últimos serían, (1,1)/(1,2) del ^{85}Rb y (2,2)/(2,3) del ^{87}Rb .

En el Apéndice puede verse lo obtenido para la polarización MON-. Nótese que el efecto del ensanchamiento de los picos respecto de la temperatura es independiente de de la polarización.

El primer fenómeno se lo atribuimos principalmente al efecto Doppler que, según la ecuación (2), sabemos que $\Delta\omega \propto T^{1/2}$.

Estimando el ancho de cada pico que se encuentra a la mitad de altura, se grafica el ancho en función de la temperatura en $^{\circ}\text{C}$ (ver Figura 12).

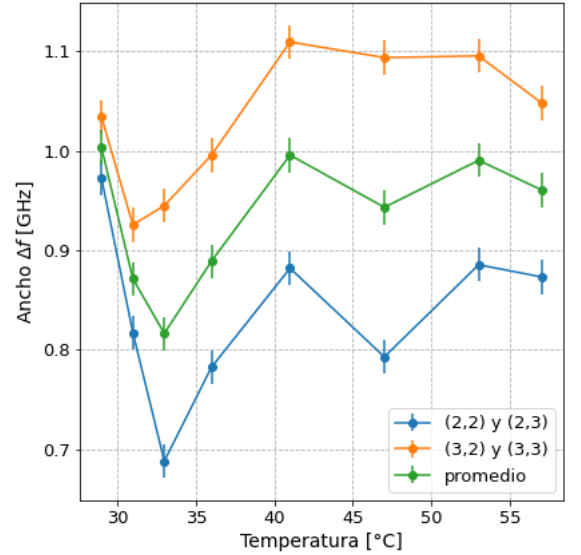


Figura 12: Anchos de los picos medidos a partir de las curvas de la Figura 11, en función de la temperatura. Esto se hizo tanto para los estados de transición (3,2)/(3,3) -arriba- como con los (2,2)/(2,3) -abajo-, todos del ^{87}Rb . La curva del medio corresponde a un promedio entre ambas. Se destaca la diferencia de comportamiento entre las regiones $> 32^{\circ}\text{C}$ y $< 32^{\circ}\text{C}$. Los errores son los mismos para todos los puntos. Estos últimos fueron calculados usando el ancho que formaban entre todos los offsets de todos los picos, ya que al estimar el valor medio de estos sólo se tuvieron en cuenta los extremos (las puntas), y no sus bases.

Los errores son los mismos para todos los puntos. Estos últimos fueron calculados usando el ancho que formaban entre todos los offsets de todos los picos, ya que al estimar el valor medio de estos sólo se tuvieron en cuenta los extremos (las puntas), y no sus bases.

Esto se hizo a partir de los estados de transición del isótopo ^{87}Rb : (3,2), (3,3), (2,2) y (2,3)).

Vemos como para temperaturas mayores a $\sim 32^{\circ}\text{C}$, el comportamiento se parece a lo que se esperaba, ya que aparenta describir una función raíz cuadrática. Aún así, para verificar estas suposiciones se decidió linealizar la ec. 2 para luego realizarles un ajuste lineal a las mediciones. Esto es, se consideró $\ln \Delta\omega \propto \alpha \ln T$, y a partir de un ajuste lineal se determinó α .

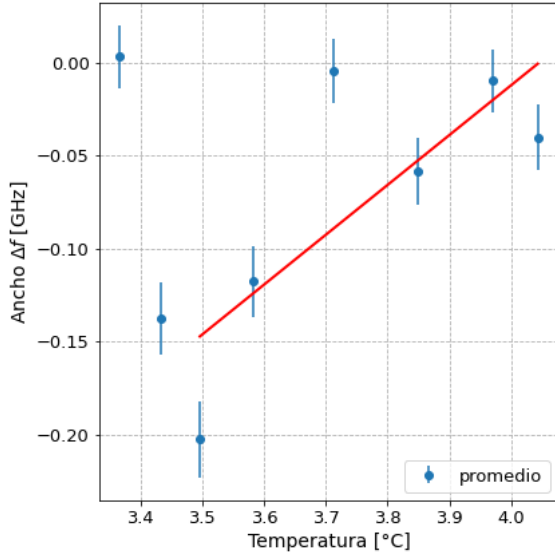


Figura 13: Ajuste lineal para los anchos correspondientes a los puntos promedio en la Figura 12. Primero se linealizó la relación, asumiendo que $\Delta\omega \propto T^\alpha$. Luego, $\ln\Delta\omega \propto \alpha \ln T$. En el ajuste, α reportó un valor de (0.30 ± 0.1) , que no coincide con el valor esperado, de 0.5.

Dicho ajuste se hizo solamente para los puntos correspondientes a $T > 32^\circ\text{C}$, y reportó un valor de $\alpha = (0.30 \pm 0.1)$ para la pendiente. Esto nos da un error relativo del 0.4 respecto al $1/2$, que debería ser si el fenómeno más influyente es el del ensanchamiento Doppler.

Respecto a la zona de $T < 32^\circ\text{C}$, desconocemos los motivos por los cuales para temperaturas cercanas a la del ambiente el sistema no se comporta como una función raíz.

C. Caracterización del campo magnético externo

Se quiso estimar el valor del campo magnético que es generado por los imanes que se colocaron como se ilustra en la Figura 6. Para eso, se utilizó un sensor de efecto Hall de la marca Vernier, sujetado a un riel que permitía moverlo de a 5 mm, mediante un micrómetro. Se apoyaron los dos imanes en la mesa óptica, dejando un espacio entremedio de $(7.9 \pm 0.1)\text{cm}$, que corresponde a la misma distancia a la que se encuentran al estar encastradas a la celda de Rubidio.

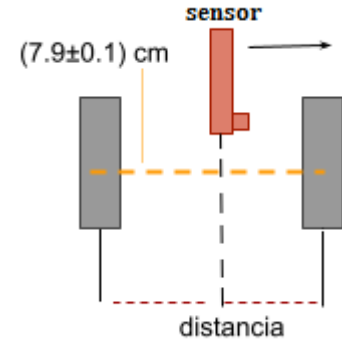


Figura 14: Esquema explicativo sobre cómo fue la medición del campo magnético entre los dos imanes. Se muestran el sensor entre los dos imanes, y las distancias más importantes.

Recorriendo el espacio entre los imanes, como se ve en la Figura 14, se obtuvo una señal como se muestra en la siguiente figura, donde se observa que el campo magnético no es uniforme para toda la muestra.

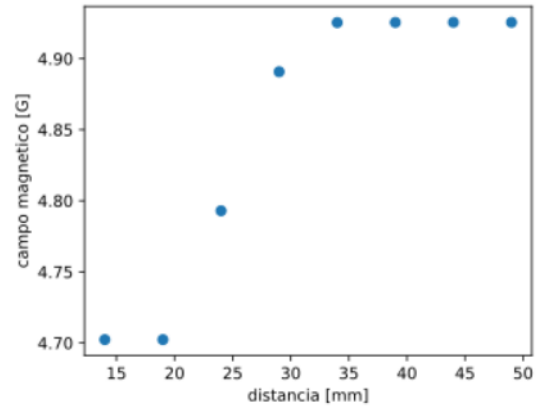


Figura 15: Gráfico de el campo magnético medido en función a la distancia del sensor con respecto a uno de los imanes.

De este gráfico, obtenemos que cerca de los imanes, la celda de Rubidio está sometida a un campo de $\simeq 4.9(4)\text{Gauss} = 0.49(4)\text{mT}$, mientras que el centro de la misma se encuentra bajo un campo de $\simeq 4.70\text{Gauss} = 0.47\text{mT}$.

Como sólo realizamos un sólo barrido de distancias, sin alterar la orientación de la sonda, no es posible decir con certeza si el campo dentro de la celda sea o no uniforme. Se requieren mediciones más cautelosas y a tomando en cuenta la mayor parte del espacio entre imanes como sea posible.

D. Breve lockeo del láser mediante la Red Pitaya

En pocas palabras, lockear el láser consiste en fijar la frecuencia del mismo mediante un sistema retroalimentado. La idea es corregir la señal constantemente para evitar cualquier desajuste no deseado.

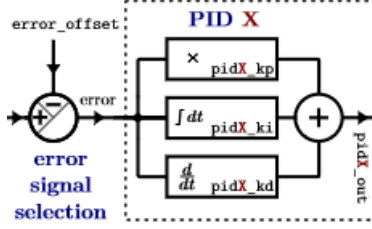


Figura 16: Esquema del circuito interno de un controlador PID. Se destacan los tres filtros y la señal que ingresa al circuito. Imagen tomada del paper *Compact embedded device for lock-in measurements and experiment active control*^[4].

Un controlador PID es un conjunto de tres filtros (proporcional, integrador, y diferencial) que operan sobre un input denominado *señal error*. Estas operaciones sobre el error se suman, formando la señal de salida, como se muestra en la Figura 16.

El comportamiento de los tres filtros depende del valor de tres parámetros principales, k_p , $k_i = 1/\tau_i$ y $k_d = \tau_d$, que a su vez están definidos según el rango y por otros parámetros (pid_{kp} , pid_{ki} , pid_{kd}) que permiten variar linealmente a los principales.

Para este experimento, bastó tener noción de cómo es que operan dichos filtros, que puede resumirse en la siguiente ecuación.

$$pid_{out}(t) = k_p \cdot e(t) + \frac{1}{\tau_i} \cdot \int_0^t e(t') dt' + \tau_d \cdot \frac{d}{dt} e(t)$$

donde $e(t)$ sería la *señal error*.

Como la $e(t)$ debe ser alguna señal que pase por el cero en la región en donde se quiere lockear, se define $e(t) = \text{conjunto de las señales DAVS}$, que no es otra cosa que la señal diferencia entre MON+ y MON-. Esto es, las frecuencias a las que se va a lockear el láser puede ser cualquiera que corresponda a los estados de transición.

Por conveniencia, la salida del fotorreceptor fue el canal RF, que calculaba la diferencia entre MON+ y MON- automáticamente.

Ahora bien, el controlador PID hace esto por cada señal $e(t)$ que ingresa, por lo que sólo hace una corrección por vez. Para que el láser tienda a establecerse en una frecuencia, esa corrección debe hacerse continuamente. Esto se logra mediante un circuito retroalimentado, cuyo esquema puede verse en la siguiente figura.

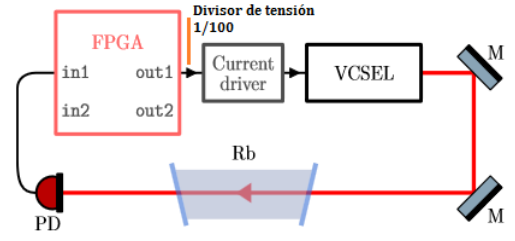


Figura 17: Esquema del armado experimental durante el lockeo del láser. FPGA es una notación para describir a la Red Pitaya, M es para los espejos, PD para el fotorreceptor, y Current driver es el controlador del láser VCSEL. Se destaca cómo la salida del fotorreceptor, que corresponde a la señal diferencia entre MON+ y MON- o el conjunto de DAVS, ingresa a la Red Pitaya con el controlador PID como *señal error*. La señal enviada por el FPGA durante el lockeo corresponde a la modulación del láser, que ingresa a su controlador, Current driver. Esta última fue atenuada en amplitud a través de un divisor de tensión de 1/100, con el fin de no saturar la máxima corriente permitida en el láser VCSEL ($\sim 2\text{mA}$). Imagen tomada del paper *Compact embedded device for lock-in measurements and experiment active control*^[4].

La Red Pitaya es un dispositivo que puede controlarse mediante un software WEB GUI, que tiene múltiples aplicaciones de uso aparte de que se usaron en este experimento. Puede leerse más sobre sus funciones en el paper *Compact embedded device for lock-in measurements and experiment active control*^[4].

En el esquema de la Figura 17 se considera de antemano que la Red Pitaya, que se hace etiqueta como *FPGA*, cuenta en sus circuitos internos con un controlador PID.

De la Figura 17 rescatamos los siguientes puntos:

- La salida del fotorreceptor (PD) corresponde a la señal diferencia entre MON+ y MON- o el conjunto de DAVS, que ingresa a la Red Pitaya con el controlador PID como $e(t)$.
- La señal enviada por el FPGA durante el lockeo corresponde a la modulación del láser, que ingresa a su controlador, Current driver. Esta fue atenuada en amplitud a través de un divisor de tensión de 1/100, con el fin de no saturar la máxima corriente permitida en el láser VCSEL ($\sim 2\text{mA}$).
- La modulación corresponde a lo que se denomina usualmente como *señal control* que, si bien no se le da importancia en este informe, se va a ir deformando a medida que vaya progresando el lockeo.
- La modulación inicial es la señal triangular con la que se trabajó en los experimentos anteriores. Esta tuvo una amplitud de 0.2V, por lo que, gracias al divisor de tensión, la señal que llegaba al controlador del láser tenía una amplitud de 2mV. Esto da

una modulación en corriente, según el manual^[6], de amplitud de 0.02mA.

Para simplificar la dependencia respecto a los parámetros principales de control, y dado que las señales DAVS se encontraban bien definidas, se decidió despreciar las fluctuaciones a altas frecuencias de $e(t)$, que es lo que corrige principalmente el pid_{kd} . Por ende, $k_d \sim 0$.

Es interesante entender cómo la *señal error* cambia según la *señal de control*. Esto es, cuantas más correcciones acertadas haya, la primera va a tender a ser una función constante nula.

Una corrección acertada es aquella que ayuda a mantener la estabilidad del lockeo. Es posible, dado que sólo estamos sumando y o restando una señal a otra proporcionalmente, que el resultado sea escapar de la frecuencia a la que se quiere lockear, como si de salir de un pozo de potencial se tratase.

La configuración del lockeo es simple: una vez seteados los parámetros principales del PID, se selecciona la señal DAVS dentro de $e(t)$ que se va a considerar. Esto es lo mismo que elegir el cero o la frecuencia a la cual se quiere lockear, que corresponde a una línea espectral de la estructura fina. Luego, se define un punto de lockeo a un cierto nivel de voltaje.

Para los valores seteados de $k_p = 4.888$, $\tau_i = 2.05\mu s$, con un punto de lockeo en $\sim 0V$, se llega al siguiente resultado.

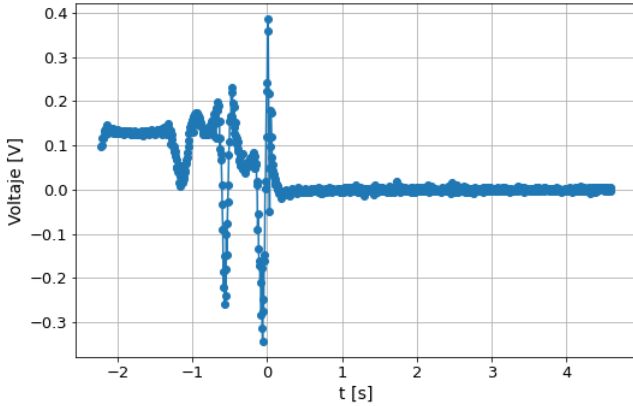


Figura 18: Lockeo en su estado transitorio. Puede verse como la señal de error, $e(t)$, llega hasta el punto de lockeo, y a partir de ahí tiende a anularse. Esa es la zona donde se puede ver al láser lockeado, aunque siguen habiendo correcciones, pero mínimas, por lo que aún fluctúa en el tiempo pero con baja amplitud. Esto no puede verse por la escala del gráfico.

La señal transmitida, el conjunto de DAVS, se mantuvo al nivel de $\sim 0V$ del punto de lockeo configurado con una desviación estándar de $\sigma = 92.7(1)$ mV.

IV. CONCLUSIÓN

Fue posible observar el ensanchamiento Doppler al aumentar la temperatura de la muestra de rubidio para temperaturas mayores a $32^\circ C$, y además se observó que las líneas espectrales no varían en su ancho aunque sí en amplitud, al modificar la temperatura del láser.

Al variar la temperatura de la muestra de rubidio, se observó que el ensanchamiento era mayor cuanto más alta sea la temperatura de la muestra, y además se observó que las intensidades de los picos aumentaba. Para temperaturas mayores a $32^\circ C$, si bien se encontró un patrón similar a lo planteado en el marco teórico, se llegó a que $\Delta\omega \propto T^{0.3}$.

Al estimar el valor del campo magnético generado por los imanes en la muestra, se vio que el valor del mismo no es uniforme a lo largo de toda la muestra según nuestras mediciones. Aún así, se necesitan más datos para eliminar cualquier sesgo por errores de medición, y de esa forma concluir si es o no uniforme el campo dentro de la celda.

Finalmente, se hizo un lockeo simple mediante un controlador PID, con los parámetros $k_p = 4.888$, $\tau_i = 2.05\mu s$, con un y un punto de lockeo en $\sim 0V$. Se logró que la señal transmitida, lo que sería el conjunto de DAVS, se mantuviera al nivel de $\sim 0V$, del punto de lockeo configurado, con una desviación estándar de $\sigma = 92.7(1)$ mV.

V. APÉNDICE

A continuación, puede verse la respuesta de los espectros de Rb frente a variaciones de temperatura en la muestra, pero tomados desde el canal MON-, de polarización circular antihoraria.

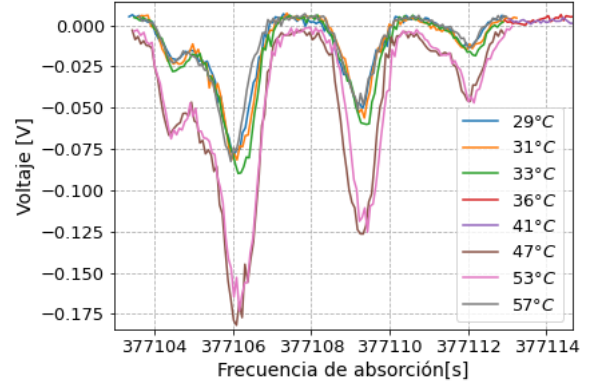


Figura 19: Espectros de la señal MON- adquirida del barrido en función de la temperatura de la muestra. Al igual que en la Figura 11, se destaca el crecimiento de los picos, no solo en intensidad sino también en sus anchos. Nótese cómo los estados de transición $(1,1)/(1,2)$ del ^{85}Rb y $(2,2)/(2,3)$ del ^{87}Rb pierden resolución y se solapan a altas temperaturas.

-
- [1] N. S. Fernandez, "Láseres de cavidad vertical y emisión superficial en espectroscopía atómica de alta resolución en la línea D_1 del ^{87}Rb " Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas, Universidad de Buenos Aires, Marzo 2017.
- [2] Fox Mark, "Quantum Optics", Oxford master series in Physics, (Oxford, 2006), Chapters 3.2 & 4.4.
- [3] Adán Garros y Constanza Kettmayer. Informe de Laboratorio 5: *Estudio de la naturaleza atómica del rubidio mediante espectroscopía láser por absorción*
- [4] Marcelo Alejandro Luda, Martin Drechsler, Christian Tomás Schmiegelow, y Jorge Codnia. *Compact embedded device for lock-in measurements and experiment active control*, 2018.
- [5] C. G. Paul Siddons, Charles S Adams and I. G. Hughes, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **41**.
- [6] ITC4000 Series Operation Manual, ThorLabs.