

Espectroscopia láser sobre celda de rubidio 85 y 87 para la caracterización de un diodo láser VCSEL

M. VOLIJ, J. YACACHURY

Universidad de Buenos Aires

juyaca2008@hotmail.com, volijmatias@gmail.com,

13 de febrero de 2022

Resumen

A partir de la invención del láser, el trabajo de resolver energías atómicas por espectroscopia fue facilitado enormemente. En este proyecto se propone mostrar como a partir de un láser VCSEL fue posible observar la absorción de luz de una celda de rubidio, con el objetivo de caracterizar dicho láser. Adicionalmente se observaron los efectos de un campo magnético sobre las líneas espectrales del mismo elemento mediante una señal DAVS.

1. Introducción

A partir de la mecánica cuántica, se puede entender que cuando las medidas espaciales son lo suficientemente pequeñas, se presenta un espectro discreto de energías posibles, dependiente del sistema analizado. Es así que, ante un elemento externo, la interacción con el mismo no puede brindar energías arbitrarias, si no que debe coincidir con alguna diferencia entre las múltiples del espectro presente (ver figura 1). La luz (cuya energía varía continuamente con la frecuencia del haz utilizado), entonces, llega a la ayuda con el importante rol de incidir sobre dicho sistema y ser absorbida (o expulsada una vez alcanzado el tiempo característico de excitación), para posteriormente ser sometida a un análisis espectral, que dirá para cuales frecuencias ocurrió dicho fenómeno.

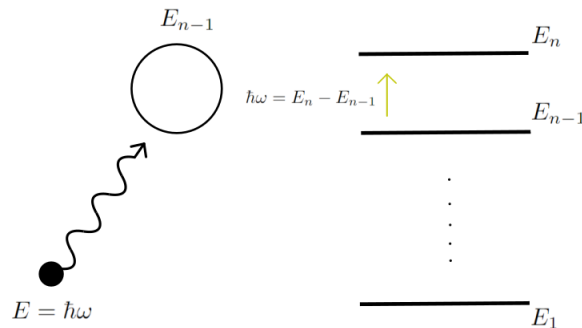


Figura 1: Esquema ilustrativo que muestra un fotón incidiendo sobre una partícula en el estado E_{n-1} . A la derecha se muestra como si $\hbar\omega = E_n - E_{n-1}$ entonces el átomo se eleva al siguiente estado excitado.

1.1. Estructura hiper-fina de un átomo

Si se considera el hamiltoniano del átomo de hidrógeno, la interacción mas simple y que primero hay a la vista sera la electro estática. Esta estará formada por un único termino que considera la interacción por campo eléctrico entre el portón de su núcleo y el electrón en su órbita:

$$(P^2 + V(R))|\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (1)$$

donde $V(R)$ es el potencial electro estático, que depende únicamente de R , la distancia entre el protón y el electrón. Las energías procedentes de resolver este sistema (E) llevan el nombre de estructura gruesa del átomo. Existen sin embargo dos interacciones adicionales que llevan a definir las estructuras finas e hiper-finas del mismo. Al considerarlas, se modifica el hamiltoniano del sistema, desembocando así en un desdoblamiento y modificación de muchos de los niveles de energía posibles. De esta manera se rompen degeneraciones presentes previamente, y niveles correspondientes con mas de un valor de numero cuántico ahora se convierten en dos (o mas).

Si se considera el acoplamiento entre el momento dipolar magnético de espín del electrón con el campo generado por el movimiento del mismo a lo largo de su órbita, obtendremos la corrección de estructura fina del átomo. La misma viene dada por la formula:

$$H_f = C\vec{L} \cdot \vec{S} \quad (2)$$

donde \vec{L} y \vec{S} son los vectores de momento angular orbital y momento angular de espín respectivamente, y C es una constante que depende de la configuración electrónica. Por ultimo, hay que considerar al acoplamiento del dipolo magnético que produce el protón, con el campo magnético total del electrón presente (proporcional a la suma del dipolo \vec{L} y \vec{S}). Es así que se obtiene la corrección de estructura hiper-fina, cuya forma es:

$$H_{hf} = A(\vec{J})\vec{I} \cdot \vec{J} \quad (3)$$

donde $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$ es el momento angular suma del electrón y \vec{I} es el espín del electrón. Considerando entonces estas dos interacciones adicionales es que se consigue el espectro completo de un átomo[1].

1.2. Ensanchamiento de lineas espectrales

Si se mirase la intensidad de la luz una vez que atravesó a la partícula en función de la frecuencia del haz, según la teoría revisada hasta ahora, se debería obtener un pico infinitamente fino centrado en la frecuencia de absorción. Esto es porque el átomo se excita para un único valor dentro de un continuo. Sin embargo, hay fenómenos físicos que impiden que sea tal la precisión en la medición de la energía. Por esto se introduce el concepto de *spectral lineshape function* (SLF): $g(\omega)$. Esta función describe la intensidad de la luz emitida en función de la frecuencia de la misma. También es tal que tiene un máximo en la frecuencia que emite la partícula, según la ecuación de Schrödinger ($\hbar\omega_0 = \Delta E$), y se normaliza según su área.

Los procesos que generan este ensanchamiento tienen diferentes SLF que se corresponden con la naturaleza que los producen. Aquel que es intrínseco a la partícula se lo denomina ensanchamiento natural. Este ocurre debido a que el tiempo de vida del estado excitado (Δt) cumple la relación:

$$\Delta E \Delta t = \hbar \Delta \omega \Delta t \geq \hbar \quad (4)$$

lo cual genera una incerteza en la frecuencia asignada a la energía de absorción según la ecuación de Schrödinger. Por otro lado, el ensanchamiento por colisión (o por presión) en un gas, ocurre debido a que dichos choques acortan el tiempo de excitación de las partículas que los efectúan. En caso que el tiempo medio de colisión sea mayor al tiempo de vida, el ensanchamiento por dicho fenómeno no se vera presente de manera significativa.

Por ultimo se presenta también ensanchamiento por efecto Doppler. La razón de dicho fenómeno es la variación de la frecuencia observada en el sistema de laboratorio según la velocidad relativa al mismo. Esto genera que todas las partículas tengan diferentes SLF y como consecuencia, el efecto resultante es el de una gran campana que toma todas las contribuciones (ver figura 2).

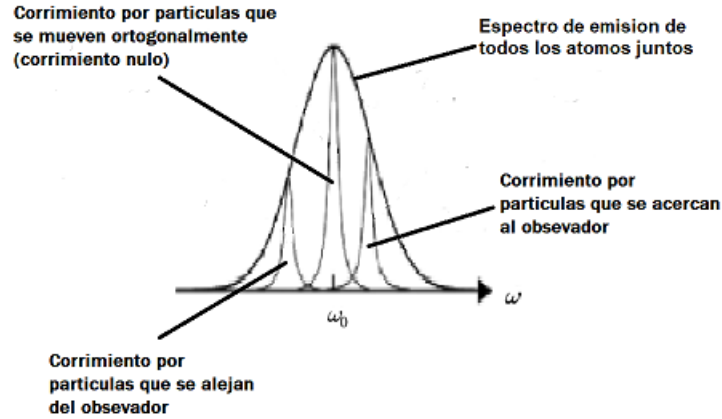


Figura 2: Spectral lineshape function debida al efecto Doppler. Se puede ver como esta es producto de la superposición de los corrimientos en el espectro para las velocidades de cada partícula.

1.3. Efecto Zeeman y método D.A.V.S.

Se le llama efecto Zeeman al desdoblamiento de las líneas espectrales de un sistema cuántico debido a la presencia de un campo magnético uniforme externo $\vec{B} = B_z \hat{z}$. Este campo B_z interactúa con el momento magnético total de la partícula, producto de la estructura fina. El cambio que genera en el hamiltoniano es entonces de la siguiente forma[3]:

$$H_z = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z B_z \quad (5)$$

donde $\vec{\mu} = -g_j \mu_B m_j$ es el momento dipolar magnético del átomo y g_j es el g-factor de Landé[4]. Luego, dados J , S y L , la diferencia entre las nuevas energías para m_j contiguos es constante. Mas aun, si se considera la interacción del campo con la estructura hiper-fina del átomo se obtiene, para campos externos pequeños[5]:

$$\Delta E = g_f \mu_b B_z m_f \quad (6)$$

donde ahora la diferencia se mantiene constante si se varia m_f para dados F , J , S , L e I . En caso de que el campo se vuelva lo suficientemente fuerte, el acoplamiento J , I se rompe y se vuelve únicamente a la ecuación 5.

Estas nuevas líneas espectrales poseen diferencias altamente menores a las que se presentaban originalmente, por lo que para estudiar el nuevo espectro producido por el átomo se precisa una alta resolución. Es posible sin embargo, que esta necesidad no sea cumplida. En ese caso se puede recurrir la técnica DAVS (*Dichroic Atomic Vapor Spectroscopy*), también llamada DAVLL (*Dichroic Atomic Vapor Laser Lock*[6]). Esta técnica hace uso del dicroísmo del material generado por el campo magnético. Que el mismo sea dicroico significa que su absorción y emisión de luz ahora dependen de la polarización del haz con la que se incide. Por ejemplo si se utiliza polarización lineal, sus componentes circulares (de igual intensidad) se verán absorbidas a diferentes frecuencias, y por lo tanto, si se hace espectroscopia sobre cada una de ellas se vera una dependencia diferente (solo cambia el centrado o altura, el ancho de la campana no cambia debido que no se modifica la SFL según la polarización).

Un esquema de lo recién explicado se encuentra en la figura 3(a), donde las E'_n y las E''_n siguen una relación según la diferencia constante dada por la ecuación 5. Esto resulta en el gráfico de la figura 3(b), donde las señales para cada polarización están desplazadas simétricamente respecto al centro de la absorción original.

Una vez dividido el haz en polarizaciones circulares, se busca medir cada haz por separado para analizarlos luego mediante la señal que es diferencia entre ellas, llamada señal DAVS (ver figura 3(b)). Esta es máxima o mínima cuando se esta en las frecuencias de absorción de cada polarización. Por otro lado, el cero corresponde a la frecuencia de absorción del átomo ausente de campo magnético.

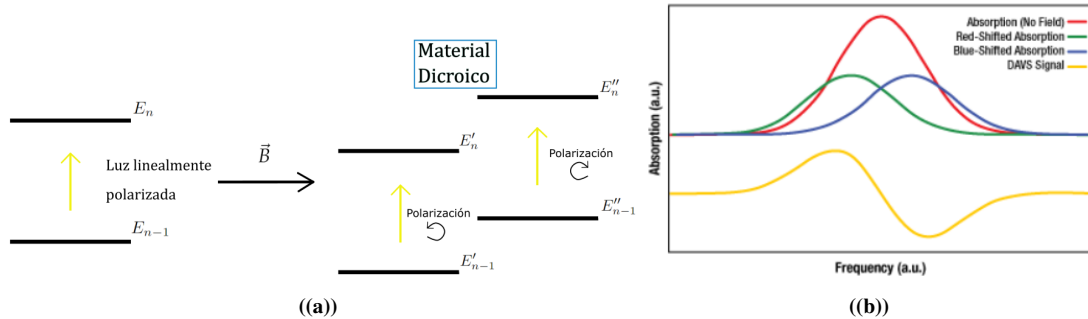


Figura 3: En la figura (a), se encuentra un esquema ilustrativo mostrando el cambio en el espectro de cada polarización. En la (b), un gráfico de cantidad de absorción en función de frecuencia, mostrando en rojo la señal sin campo, en azul y verde las señales de cada polarización, una vez que hay campo, y por ultimo en amarillo la señal DAVS.

1.4. Rubidio

El rubidio (Rb en símbolo químico) es un elemento alcalino. Esto significa que su electrón de valencia (aquel que esta posicionada en la orbita mas lejana del núcleo) es único, y le otorga propiedades energéticas análogas a las del hidrógeno (átomos hidrogenoides). La diferencia entre este ultimo y el Rb (o con los elementos alcalinos en general) es que su espectro se encuentra en el rango de frecuencias infrarrojas, posibilitando así un estudio barato y accesible mediante láseres de precios bajos.

Pasando a los perfiles de energía, el fundamental de este elemento es $5^2S_{1/2}$ (utilizando la notación de Russel-Sanderson [7]). Por otro lado sus dos primeros excitados son $5^2P_{1/2}$ y $5^2P_{3/2}$, y ante la consideración de la estructura fina del átomo, se presenta un desdoblamiento en la línea D (transición del orbital S al P) que se denotan D1 ($5^2S_{1/2}$ al $5^2P_{1/2}$) y D2 ($5^2S_{1/2}$ al $5^2P_{3/2}$). .

Por otro lado, al considerar la interacción con el espín nuclear, entran en juego los dos diferentes isótopos del rubidio: el ^{87}Rb con $I = \frac{3}{2}$ (28 % de abundancia natural) y ^{85}Rb con $I = \frac{5}{2}$ (72 % de abundancia natural). Esto produce diferentes desdoblamientos para cada línea D. Por ejemplo en la figura 4 se muestra el desdoblamiento de la línea D1 del ^{87}Rb en estructura hiper-fina. En las referencias [8] y [9] se encuentran disponibles los datos para cada isótopo y líneas D1 y D2.

Es a partir de estas ideas que en esta experiencia se realizara una caracterización de un láser VCSEL, cuya longitud de onda depende de la corriente y temperatura a la que se encuentre. Sus frecuencias rondan en el espectro de las líneas D1 de el ^{85}Rb y el ^{87}Rb , por lo que se utilizara una celda de rubidio (Rb) y se analizara su espectro y las respuestas de la luz ante el mismo.

El objetivo de este trabajo es entonces, caracterizar los comportamientos espectrales del láser junto con otras características del experimento, como la corriente de umbral del láser utilizado, el desdoblamiento de

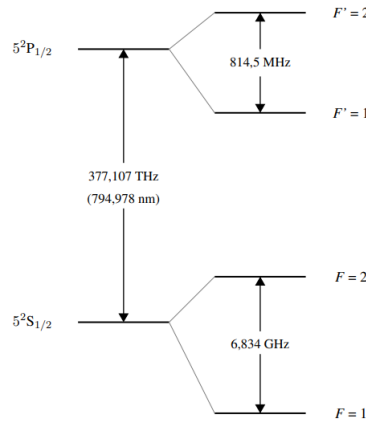


Figura 4: Esquema de energías de la línea D1 del ^{87}Rb junto con el desdoblamiento generado por la estructura hiper-fina del átomo.

líneas espectrales por efecto Zeeman mediante una señal DAVS y la caracterización del campo magnético que genera este mismo fenómeno.

2. Descripción experimental

2.1. Configuración sin campo magnético

Se conectó un controlador de temperatura y diodo láser Thorlabs ITC4001[11] al láser VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) con el objetivo de regular su temperatura y corriente. Esto se logró mediante las conexiones Tb y Ld (mirar figura 5) cuyos objetivos fueron los de controlar a la primera y a la última, respectivamente. El haz que este dispositivo emite atraviesa un polarizador lineal para luego incidir sobre una celda de rubidio (Rb). Al terminar de atravesarla, la luz se encuentra con una lámina de cuarto de onda junto con un prisma de Wollstone. La primera linealiza las polarizaciones circulares que componían el haz original. El segundo separó los dos haces en direcciones distintas para hacerlos rebotar contra dos espejos (uno para cada haz) y que incidan sobre el foto detector, cuya señal fue luego procesada por el osciloscopio Tektronix TBS1000[10]. Todos los elementos por fuera de el ITC4001 y el TBS100 formaban parte de un kit DAVS[12] de Thorlabs. Para ver un esquema de lo descrito ir a la figura 5.

2.2. Mediciones sin el campo magnético

Las mediciones fueron realizadas sobre un canal únicamente, por lo que se tomó solo una de las polarizaciones circulares. Se empleó de esta manera el experimento y no con una incidencia directa sobre el foto detector (sin el prisma de Wollstone y la lámina de cuarto de onda) porque de esta manera se podían realizar las experiencias pertinentes sin campo magnético y, una vez que se lo prendiese, no hiciese falta hacer alineamientos adicionales.

2.2.1. Corriente de umbral

Para captar la corriente en la cual el láser comienza a emitir luz, se programó la automatización de la variación de la corriente para que dé un barrido desde los 0,1mA a los 1,6mA con pasos de 0,05mA, de manera tal que el levantamiento de tensión fuese correctamente apreciable y la densidad de puntos adquiridos

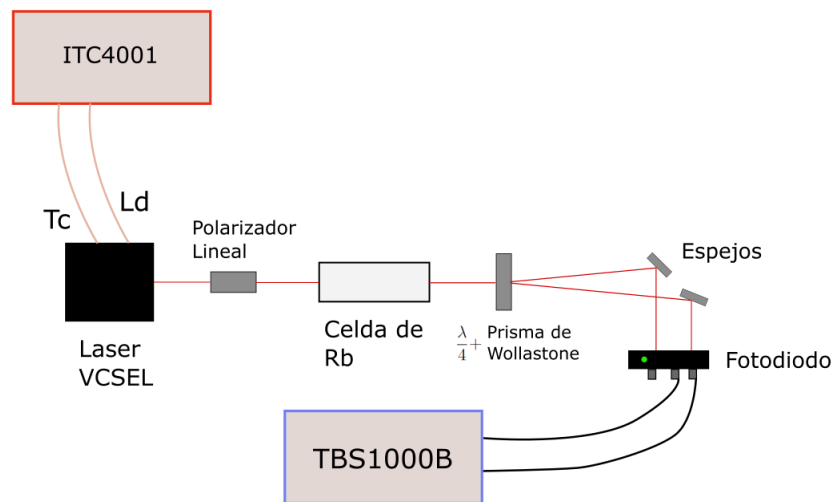


Figura 5: Configuración experimental utilizada para realizar todas las mediciones que no precisen del campo magnético.

fuese suficiente como para no descartar ningún posible comportamiento distinto del lineal[13]. La temperatura del láser fue regulada mediante el ITC4001 a 22 grados centígrados, mientras que la celda estaba en contacto con el ambiente. El mismo estaba regulado para mantener una temperatura suficientemente estable mediante un aire acondicionado.

2.2.2. Picos de absorción al variar la corriente

Se prosiguió a medir la tensión en respuesta con la variación de corriente para observar la absorción del rubidio. Esta se modificó con una señal triangular de 0, 1kHz y 1Vpp proveniente del ITC4001. Previo a esto, se retiró la conexión de uno de los sensores del foto detector para conectar el controlador del diodo láser con el osciloscopio. Esto se hizo con el fin de transmitir otra señal triangular de la misma frecuencia, cuya amplitud en voltaje posea una relación lineal con la corriente utilizada para producirla de 10V/A. El motivo de esta nueva conexión será explicado en el análisis de los resultados. Las condiciones de temperatura para el láser y la celda fueron las mismas que en las mediciones para la corriente de umbral.

2.2.3. Variación de la temperatura de la celda

Se conectó, mediante entradas presentes en la celda de rubidio, un controlador de temperatura TC200[14] para regular los grados del gas. Mediante este dispositivo se varió la temperatura desde los 25 grados centígrados hasta los 45 grados centígrados, de a pasos de 5 grados centígrados. Una vez se estabilizaban los valores necesarios, se tomaba una captura de la pantalla del osciloscopio para cada una de ellas. La temperatura del láser se mantuvo nuevamente en 22 grados centígrados.

2.2.4. Variación de la temperatura del láser

Un proceso análogo a la variación de la temperatura de la celda fue realizado a la hora de modificar la temperatura del láser. Para esto, se mantuvo la temperatura del rubidio fija a 25 grados centígrados con el TC200 y se varió la del láser mediante el ITC4001 con un método de controlador PID[16], que sirvió para establecer la temperatura a 21,55 grados centígrados. Una vez establecido este valor, los grados previos

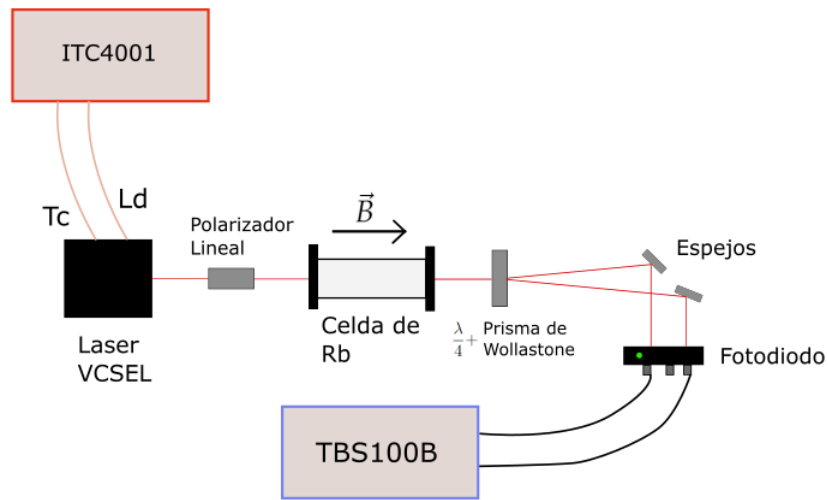


Figura 6: Configuración experimental utilizada para realizar todas las mediciones que precisen del campo magnético

al cambio (en este caso, estables en 23 grados centígrados) fueron variando hasta alcanzar el valor pre-establecido. Se realizó un programa de manera tal que la pantalla del osciloscopio fuese capturada cada un segundo, obteniendo un total de 43 mediciones.

2.3. Mediciones con el campo magnético

Las dos diferencias presentes en la configuración experimental para este caso son las de la presencia de un campo magnético mediante dos placas ($8 \times 8\text{cm}^2$) imantadas pertenecientes al kit DAVS y la conexión del canal de diferencia de foto detector. Esta nueva configuración se puede ver en la figura 6.

2.3.1. Caracterización del campo magnético

Se montó una punta Hall a un riel de manera tal quedase sobre el plano superior entre los dos imanes. La misma estaba conectada a un MG-DIN Vernier[15] que era alimentado por un cable USB con el ordenador, y transmitía los datos a un multímetro de mesa Amprobe 38XR-A[18]. Esta superficie tenía un área de $8 \times 8\text{cm}^2$ sobre la cual se fue desplazando al detector centímetro a centímetro en las dos direcciones del plano. El diámetro de la punta era de aproximadamente 1,5cm, por lo que se realizaron en total . El esquema de esta nueva configuración se puede ver en la figura 7. El hecho de que la celda de rubidio este presente en la figura es porque la misma poseía una estructura en donde montar los imanes, proveyendo de la estabilidad necesaria para medir.

2.3.2. Señal DAVS

Para comenzar con la medición de la señal DAVS, se conectaron los canales correspondientes a cada sensor de luz para poder calibrar, mediante los espejos y la lamina de cuarto de onda, que las señales de ambas polarizaciones se superpongan de la mejor manera posible en la pantalla del osciloscopio (cualitativamente hablando). Luego de esto se reemplazó una de las salidas de los sensores por la salida de la señal DAVS. La temperatura de la celda de rubidio (25 grados centígrados) y la del láser (22 grados centígrados) eran preservadas mediante el TC200 y el ITC4001 respectivamente. Se capturó la pantalla una vez que la imagen se estabilizó.

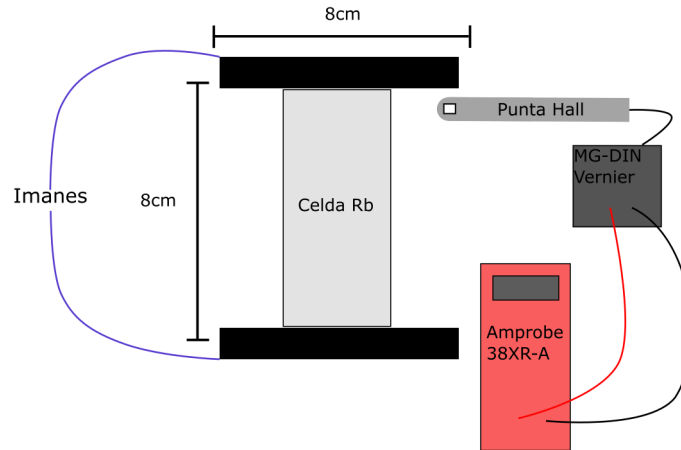


Figura 7: Configuración experimental utilizada para caracterizar el campo magnético que afecta al rubidio

3. Análisis de datos

3.1. Análisis sin el campo magnético

3.1.1. Corriente de Umbral

Una vez recolectados los datos de la manera descrita en la sección 2.2.1, se procedió a graficar los en ejes de tensión en función de la corriente y se obtuvo el resultado visible en la figura 8.

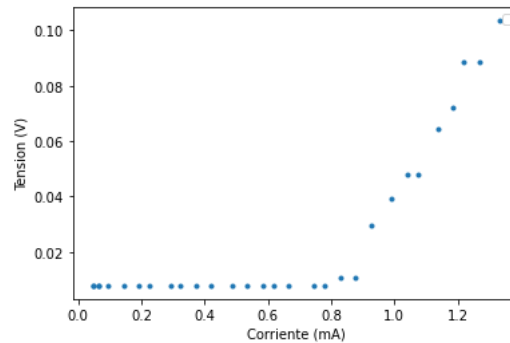


Figura 8: Gráfico de tensión/intensidad del láser en función de la corriente entregada al mismo. Se puede ver claramente donde este comienza a desprender fotones de manera consistente.

Al aislar el comportamiento lineal, se puede realizar un ajuste por una recta a estas tensiones para obtener la pendiente y la ordenada del origen de la misma. A partir de estos parámetros, se puede hacer un simple calculo para obtener la raíz de la recta. Este valor se corresponde con la corriente de umbral. El ajuste se puede ver en la figura 9, y la pendiente y la ordenada del origen calculados a partir del mismo son:

$$a = (182 \pm 65) \frac{V}{A} \quad b = (-0,141118 \pm 0,000075) V$$

con a siendo la pendiente y b la ordenada del origen. Efectuando un simple calculo se puede ver que la

corriente de umbral resulta ser:

$$I_{umb} = -\frac{b}{a} = (0,78 \pm 0,28) mA.$$

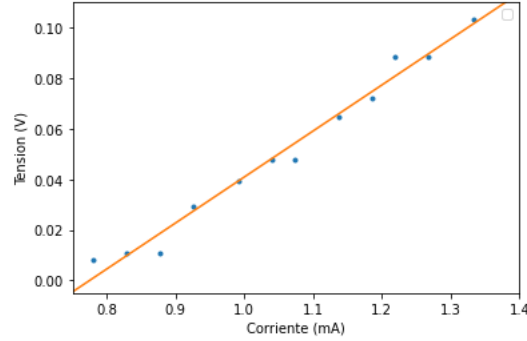


Figura 9: Ajuste lineal de los datos aislados para las corrientes posteriores a las de umbral.

3.1.2. Picos de absorción al variar la corriente

Una vez variada la corriente del láser con una modulación triangular, se procedió a capturar los datos recogidos por el osciloscopio para su análisis como se explica en la sección 2.2.2. Debido que al variar la corriente del láser se varía la frecuencia del mismo, se esperaba observar regiones donde el foto detector recibiera una menor cantidad de fotones debido a que los mismos eran absorbidos por los átomos de rubidio presentes en la celda.

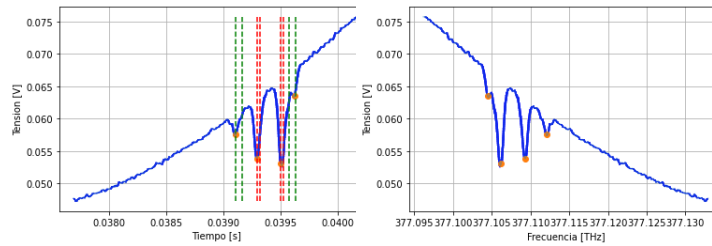


Figura 10: Intensidad de la luz al atravesar una celda de rubidio en función de la frecuencia de la misma. Del lado izquierdo se muestra el proceso de asignación de picos, donde se determina que pico corresponde a cada transición atómica; en rojo se marcan los picos asociados al isótopo 85 mientras que en verde se encuentran los correspondientes al isótopo 87. Del lado derecho se aprecia los datos re-escalados según esta asignación

Como puede verse en la figura 10, se aprecia a gran escala una variación lineal con la intensidad (debido al incremento de la potencia del láser), mientras que en algunas zonas localizadas se observan fluctuaciones en la respuesta del foto detector. Al incrementar la imagen puede verse como estas fluctuaciones tienen la forma de campana típica de absorciones atómicas. Procedimos por lo tanto a intentar asignar los picos a las diferentes frecuencias de absorción ya conocidas para cada isótopo de Rubidio. Si bien era posible que algunas de las frecuencias de absorción no se correspondiera con un pico en la señal (ya sea por la poca resolución originada en el ensanchamiento de los picos o por falta de resolución del dispositivo experimental), lo que se esperaba era que todo pico se correspondiera con una de las frecuencias tabuladas.

Nuevamente en la figura 10 puede verse el resultado de la asignación de las caídas en la tensión para frecuencias de transición propias de los isótopos 85 (en rojo) y 87 (en verde). Esta asignación fue hecha de

manera tal que se maximizasen la cantidad de picos asignados. Lo primero que es posible identificar, es que con esta asignación las absorciones mas intensas se corresponden a un mismo isótopo, mientras que las mas débiles al otro. Esto nos indica una relación entre cierta característica del isótopo y la absorción macroscópica generada. Recordando además que el rubidio 85 posee una abundancia natural del 72 % y el rubidio 87 del 28 %, se puede conjeturar una distribución similar estaba presente en la celda. Consecuentemente resulta mas probable que los fotones con la frecuencia de transición del ^{85}Rb fueran efectivamente absorbidos.

Adicionalmente, en la figura 10 se aprecia que las frecuencias que no se corresponden con un pico en particular, parecen generar un ensanchamiento en su entorno. Esta ultima observación lleva a conjeturar que algunos picos no son apreciables debido al ensanchamiento por efecto Doppler.

Por ultimo, aplicando lo encontrado con este método y tomando como hipótesis que la frecuencia del láser varia linealmente con la corriente del mismo, es posible hacer la asignación tiempo-frecuencia para conseguir las transiciones del rubidio en función de la frecuencia de los fotones. Encontramos de esta forma, que se verifica la relación

$$f(t) = At + B$$

donde el parámetro $A = (-68,06 \pm 2,67) \frac{\text{GHz}}{\text{s}}$ se corresponde con un factor de escala, y $B = (25,704 \pm 0,043) \text{THz}$ con un offset y f con la frecuencia de la fuente. Lo mas destacable de esta asignación, es que se observa que la pendiente es negativa. Como el tiempo se relaciona de forma lineal (creciente) con la corriente del láser, se llega a la conclusión de que la frecuencia del mismo decrece con la corriente con la que se lo alimenta.

Adicionalmente, con este re-escalamiento es posible caracterizar en frecuencia el ancho característico de los picos de absorción. La misma resulto ubicarse entre los 500 y 1000 MHz.

3.1.3. Variación de la temperatura de la celda

Al realizar las mediciones propuestas en la sección 2.2.3, fue posible observar modificaciones en las dimensiones características de los picos al incrementar la temperatura de la celda.

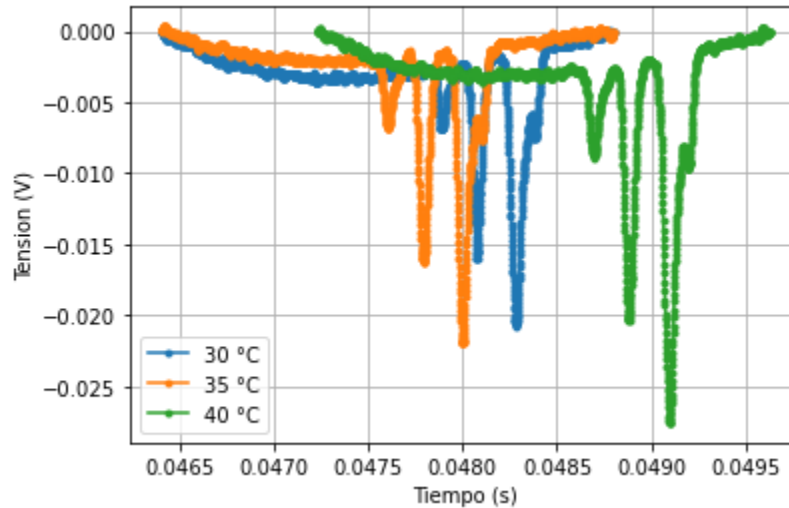


Figura 11: Intensidad de la luz al atravesar una celda de Rubidio variando su frecuencia. En los distintos colores se observa el comportamiento al aumentar la temperatura de la celda. La figura fue restada por una lineal de pendiente 2 para obtener una representación gráfica mas sencilla de interpretar.

Como puede verse en la figura 11, la principal variación apreciable es el aumento en la profundidad

de los mismos. Hay dos razones (consistentes con el modelo teórico utilizado) que podrían explicar este comportamiento. Por un lado, al incrementar la temperatura de la celda la velocidad media de los átomos también se ve incrementada. De esta forma, en una unidad de tiempo mas átomos atravesaran la región donde incide el láser (alta concentración de fotones) y consecuentemente habrá una mayor proporción de fotones absorbidos en el mismo intervalo temporal. Por otra parte, podría suceder que cierto porcentaje del total de átomos de rubidio se encontraran adheridos a las paredes del recipiente. Si al incrementar la temperatura los mismos se vieran liberados, la cantidad de átomos que pueden interactuar con el láser también aumenta y en consecuencia la absorción sera mayor.

En cualquier caso, si bien el montaje experimental elegido no nos permitía explorar un mayor rango de temperaturas, se puede apreciar cualitativamente estos efectos en las lineas espectrales.

3.1.4. Variación de la temperatura del láser

Luego de hacer la variación de la temperatura del láser según se explica en la sección 2.2.4, logramos obtener información de como se modificaron las absorciones en este caso.

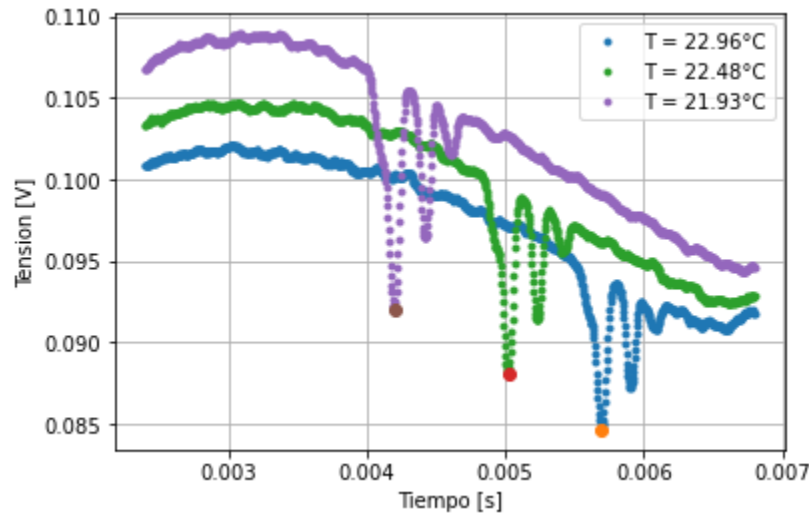


Figura 12: Intensidad de la luz al atravesar una celda de Rubidio al variar tanto la corriente del láser como su temperatura. Las modulaciones triangulares corresponden a la variación en corriente, mientras que puede apreciarse un corrimiento en frecuencia al variar la temperatura del mismo.

Como puede apreciarse en la figura 12, podemos ver como la posición de los picos en el eje temporal decrece a medida que se incrementa la temperatura. Debido a que la energía necesaria para excitar los átomos de Rubidio no varía, este corrimiento nos indica que la frecuencia de la fuente es la afectada. Habiendo identificado previamente las frecuencias de cada pico, se procedió a re-escalar el eje horizontal para cada temperatura del láser. De esta forma, fue posible ver la evolución de la frecuencia en función de la temperatura fijando la corriente del mismo.

Como se puede ver en la figura 13, el resultado fue que, a para un dado valor de la corriente, la frecuencia del láser varía linealmente con la temperatura del mismo. Realizando un ajuste sobre los datos obtenidos, fue posible determinar que la pendiente de esta evolución lineal es $m = (23,03 \pm 1,95) \frac{\text{GHz}}{\text{C}}$. La ordenada al origen no resulta relevante en este caso debido ya que la misma depende de la elección de corriente suministrada.

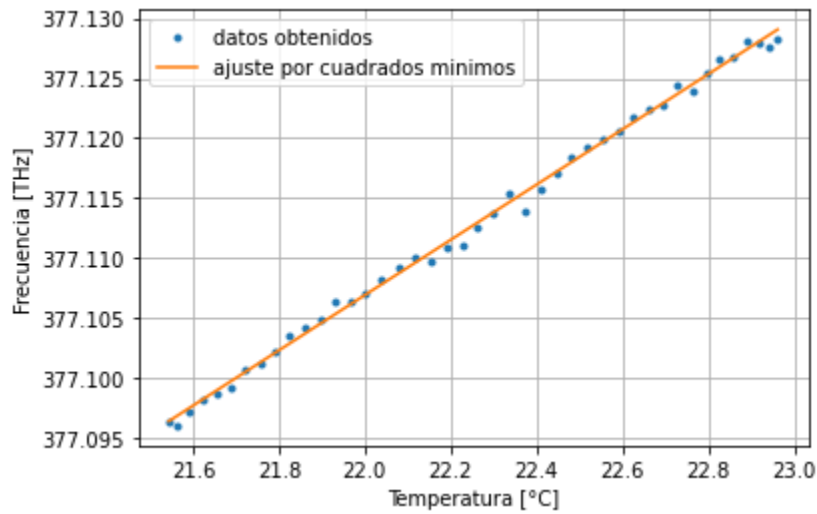


Figura 13: Variación de la frecuencia del láser a corriente fija en función de la temperatura del mismo. En azul se aprecian los datos obtenidos experimentalmente, mientras que en naranja se encuentra el ajuste lineal realizado sobre los mismos

3.2. Mediciones con el campo magnético

3.2.1. Caracterización del campo magnético

Antes de realizar las mediciones para el espectro de absorción introduciendo el campo magnético, nos propusimos caracterizar el campo generado por los imanes a disposición. Siguiendo la descripción detallada en la sección 2.3.1, procedimos a hacer un mapeo de la superficie encerrada por ambos imanes.

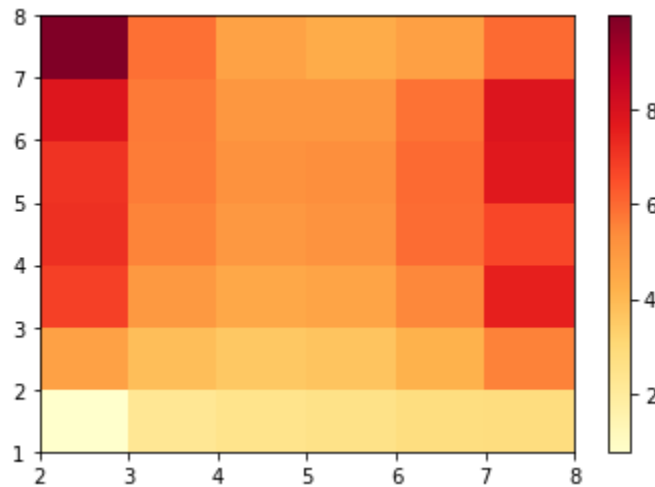


Figura 14: Medición de la intensidad del campo magnético generado por dos imanes permanentes en función de la posición en la región. Los valores de la escala de colores se encuentran expresados en unidades Gaussianas.

Como puede observarse en la figura 14, si bien el campo posee irregularidades en los extremos de la región, llegando al centro de la misma comienza a observarse un comportamiento de mayor regularidad.

Adicionalmente, podemos ver que el campo resulta ser mas intenso en las cercanías de los imanes permanentes, mientras que el mínimo transversal de intensidad se ubicaba en el centro de la región. Si bien se observan fluctuaciones, las mismas se encuentran en el orden de los 1 Gauss, por lo que en la región donde se encuentra la celda de rubidio, sera una buena aproximación considerar que nos encontramos bajo los efectos de un campo magnético uniforme.

El valor medio del campo efectivo lo obtenemos despreciando las dos filas mas externas, y corresponde a un valor de $(6,80 \pm 2,22)$ Unidades Gaussianas.

3.2.2. Señal DAVS

Luego de realizar el armado experimental descrito en la sección 2.3.2, se procedió a realizar un barrido en frecuencias en el entorno de las frecuencias de transición, con el fin de identificar diferencias entre las mismas si las hubiera. A partir del modelo teórico utilizado esperábamos observar un corrimiento en las frecuencias de absorción para cada una de las polarizaciones.

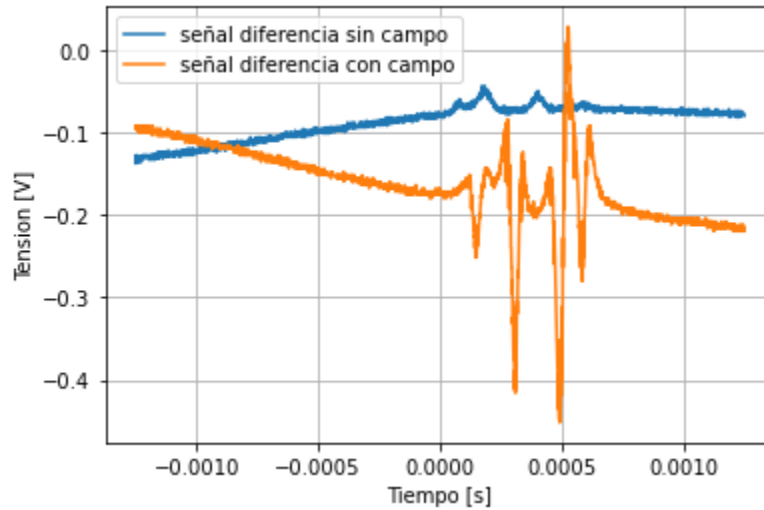


Figura 15: Señal diferencia entre dos polarizaciones de la luz, resultante de medir la intensidad a frecuencia variante a través de una celda de Rubidio inmersa en un campo magnético uniforme. En azul se muestra la señal con el campo apagado, mientras que en naranja se muestra con el campo encendido. Puede apreciarse una clara diferencia entre ambas producto del efecto Zeeman

Como puede apreciarse en la figura 15, fue posible encontrar una variación en la señal de diferencia antes y después de exponer al sistema al campo magnético generado por los dos imanes. Analizando la señal de diferencia podemos obtener dos conclusiones cualitativamente relevantes. Por un lado, se observan picos cóncavos y convexos. Esto se debe justamente a que ambas polarizaciones excitan transiciones levemente diferentes en frecuencia. Calculando la diferencia entre las mismas, llegamos a que el valor medio de esta es de $\Delta = (568,15 \pm 27,06) \text{GHz}$

Adicionalmente, además de observar este desdoblamiento, podemos ver que en algunas transiciones la absorción es mas intensa para una polarización que para otra. La explicación que hallada para explicar este fenómeno es que hay ciertas reglas de selección que hacen que una de las transiciones se vuelva mas probable que otra.

4. Conclusiones

Luego de realizar el estudio del espectro de absorción de una celda de Rubidio logramos llegar a las siguientes conclusiones.

Por un lado, con este método fue posible determinar que la celda contenía una mezcla de isótopos 85 y 87 de Rubidio con una distribución de concentraciones consistentes con la abundancia natural de estos elementos. A partir de la asignación de los picos con las frecuencias de transición conocidas para estos isótopos, determinamos la frecuencia del láser en función de la corriente y temperatura del mismo por separado. En ambos casos el comportamiento fue lineal; sin embargo para la corriente fue decreciente, mientras que para la temperatura creciente.

Finalmente, el estudio de la variación en las líneas espectrales al aplicar un campo magnético uniforme verifico las predicciones del modelo teórico, según el cual el campo genera un desdoblamiento en la estructura hiper fina del átomo.

5. Agradecimientos

Se agradece al Departamento de Física de la Universidad de Buenos Aires por brindar las herramientas necesarias para realizar el informe; Incluyendo descripciones experimentales, contenido teórico y materiales.

Un especial agradecimiento a Andrea Bragas, Martín Drechsler, Nicolás Nuñez y Tomas Bazzano por el tiempo y dedicación volcados en el curso de Laboratorio 5, verano 2022.

6. Apéndice

Referencias

- [1] M.Fox, *Quantum Optics*, Primera Edicion, 2006, pg.35
- [2] M.Fox, *Quantum Optics*, Primera Edicion, 2006, pg.56-58
- [3] M.Fox, *Quantum Optics*, Primera Edicion, 2006, pg.41
- [4] M.Fox, *Quantum Optics*, Primera Edicion, 2006, pg.41, Ecuación (3.81)
- [5] M.Fox, *Quantum Optics*, Primera Edicion, 2006, pg.41, Ecuaciones (3.83) y (3.84)
- [6] D.J.McCarron, I.G.Hughes, P.Tierney, & S.L.Cornish, February 5, 2008, *A heated vapor cell unit for DAVLL in atomic rubidium*
- [7] Notacion de Russel-Sanders: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Atomic/Term.html>
- [8] Hoja de datos del ^{87}Rb : <https://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>
- [9] Hoja de datos del ^{85}Rb : <https://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>
- [10] Manual osciloscopio: <https://www.tek.com/en/oscilloscope/tbs1000-digital-storage-oscilloscope-manual/tbs1000-series-0>
- [11] Manual controlador de temperatura y diodo laser: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=ITC4001>
- [12] Informacion kit DAVS: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5393

- [13] R.Arieli, *The Laser Adeventure*, cap. 6.3, pg.11
- [14] Manual controlador de temperatura: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=TC200>
- [15] Manual detector de campo magnetico: <https://www.vernier.com/files/manuals/mg-bta/mg-bta.pdf>
- [16] Introducción a controladores PID: <https://ctms.engin.umich.edu/CTMS/index.php?example=Introductionsection=ControlPID>
- [17] Manual del sensor magnetico por punta Hall:
- [18] Manual de multimetro de mesa: <https://ar.mouser.com/datasheet/2/159/38XR-A %20Digital>