

Estudio de la naturaleza atómica del rubidio mediante espectroscopía láser por absorción

Adán Garros y Constanza Kettmayer

Grupo 5, Laboratorio 5, 2do Cuatrimestre de 2018, Prof. Gabriela Pasquini.

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.

(Fecha: 30 de diciembre de 2018)

La naturaleza mecánica cuántica predice la existencia de niveles de energías permitidos en la configuración electrónica de una partícula atómica. El presente trabajo tiene como objetivo desarrollar y validar una propuesta metodológica experimental, mediante técnicas de espectroscopía láser por absorción, que permita resolver las transiciones entre niveles de energía, incluyendo las correcciones de estructuras fina e hiperfina y efecto Zeeman, en este caso en la línea de transiciones D1 de una muestra rubidio. Asimismo, se discute la implementación de la técnica DAVS, que tiene como objetivo la sintonización de un láser en frecuencia.

I. INTRODUCCIÓN [1–6]

El estudio de la naturaleza mecánica cuántica de las partículas atómicas permite predecir la existencia de distintos niveles de energía permitidos en la configuración intrínseca de una partícula atómica. A su vez, la existencia de distintos niveles energéticos hace posible el estudio de las distintas transiciones electrónicas permitidas, a partir de considerar la absorción o emisión de cuantos de energía (fotones) que ocurren en la partícula atómica. Este fenómeno es estudiado en vastas ramas científicas y puede ser verificado, con mayor o menor rigurosidad, según la precisión del marco teórico elegido y la resolución experimental disponible.

El presente trabajo concentra sus esfuerzos en un estudio experimental básico, reproducible en laboratorios de enseñanza, de las transiciones electrónicas de la línea D1 de una muestra de isótopos de rubidio mediante la técnica de espectroscopía láser por absorción. Este estudio permite corroborar la fenomenología de las transiciones electrónicas a nivel atómico, como así también introducir una técnica de calibración de un láser en frecuencia.

A continuación se expone brevemente el marco teórico considerado y las técnicas experimentales a utilizarse.

A. Generalidades del marco teórico

En los cursos elementales de mecánica cuántica es común introducir los niveles de energía atómicos a partir de considerar el átomo más elemental de la naturaleza: el átomo de hidrógeno. El estudio de dicho átomo permite introducir los conceptos de niveles de energía principales, así como las estructuras fina, hiperfina y efectos Zeeman y Stark mediante teorías perturbativas.

El desarrollo analítico del átomo de hidrógeno, considerando que es el único átomo que admite una resolución analítica exacta, no resulta idéntico al del rubidio. Sin embargo, dado que el rubidio posee un único electrón de valencia, ambos átomos tienen esquemas de energía semejantes; por ello, resulta de mayor interés para el presente trabajo desarrollar conceptualmente el átomo

de hidrógeno. Aún así, es posible resolver los niveles de energía del rubidio con rigurosidad teórica [7, 8], lo que se supone asumido en el presente trabajo.

B. Niveles de energía principales

El hamiltoniano del átomo de hidrógeno se construye inicialmente, sin correcciones, a partir de considerar los operadores relativos a la energía cinética radial y a la fuerza de atracción coulombiana entre el protón y el electrón. Bajo estas consideraciones, el hamiltoniano del átomo de hidrógeno sin correcciones es

$$H_0 = \frac{\bar{p}^2}{2\mu} - \frac{e^2}{r},$$

siendo μ la masa reducida del sistema, e la carga del electrón y r la distancia radial del electrón al núcleo atómico.

La introducción del hamiltoniano sin correcciones en la ecuación de Schrödinger permite independizarse del tiempo y, mediante separación de variables (partes radial y angular), es posible proponer autoestados del operador hamiltoniano. Estos autoestados se suelen definir como $|n, l, m\rangle \equiv \psi_{n,l,m}$ y toman en cuenta el número atómico principal $n \in \mathbb{N}$, el número cuántico $l \in \mathbb{N}_0$ correspondiente al momento angular orbital \mathbf{L} y el número cuántico $m \in \mathbb{Z}$ con $-l < m < l$ correspondiente a la proyección L_z del momento angular orbital.

Usando los resultados obtenidos, el espectro de energías del hamiltoniano H_0 sin correcciones es

$$E_n = -\frac{\mu e^4}{2\hbar^2} \frac{1}{n^2},$$

el cual sólo depende del número cuántico principal n , lo que produce degeneraciones múltiples para las distintas configuraciones posibles de l, m con n fijo.

C. Correcciones de estructura fina e hiperfina

Las distintas experiencias realizadas a principios del siglo XX permitieron comprobar que, bajo ciertas circunstancias experimentales, las degeneraciones producidas al considerar únicamente un potencial de Coulomb se rompían, desdoblándose así los distintos niveles de energía, a priori degenerados.

Estos resultados experimentales permitieron mejorar el modelo teórico incluyendo correcciones de estructura fina, correspondientes a los desdoblamientos producidos, de forma que el operador hamiltoniano se corrija como

$$H = H_0 + H_f = H_0 + m_e c^2 + W_{mv} + W_{SO} + W_D,$$

siendo H_f las correcciones de estructura fina con $m_e c^2$ la energía en reposo del electrón, W_{mv} una corrección cinética relativista del electrón, W_{SO} un término que da cuenta del acoplamiento spin-órbita, y W_D el término de interacción de Darwin que corrige el potencial nuclear.

Las correcciones de estructura fina permiten reescribir los niveles de energía del átomo de hidrógeno como

$$E_{jn} \approx -\frac{\mu c^2 \alpha^2}{2n^2} \left(1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{n}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4} \right) \right),$$

siendo α la constante de estructura fina, n el número cuántico principal y j el número cuántico correspondiente al momento angular total \mathbf{J} , que sale de considerar la suma del momento angular orbital \mathbf{L} y el spin \mathbf{S} del electrón.

Es posible mejorar aún más el hamiltoniano H del átomo de hidrógeno considerando términos de estructura hiperfina, los cuales, inclusive, rompen degeneraciones aún existentes en las correcciones de estructura fina. Para ello se considera la interacción entre el momento dipolar magnético del electrón, en interacción con el campo magnético generado por los electrones, junto con el momento cuadrupolar eléctrico del núcleo.

Esta aproximación de estructura hiperfina permite describir el sistema en términos de un nuevo número cuántico f , correspondiente al momento rotacional total \mathbf{F} , que se obtiene al considerar la suma del momento angular total \mathbf{J} con el momento angular nuclear \mathbf{I} .

D. Configuraciones y transiciones electrónicas

La incorporación de las correcciones de estructura fina e hiperfina en el hamiltoniano del átomo de hidrógeno permiten describir los niveles de energía en términos de su configuración electrónica, determinada por los números cuánticos n, l, j, f obtenidos.

Para caracterizar la configuración electrónica, considerando las correcciones de estructura fina, es conveniente utilizar una nomenclatura nl_j donde n es el número

cuántico principal, j el número cuántico del momento angular total \mathbf{J} y $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ el número cuántico del momento angular orbital \mathbf{L} que se designará respectivamente por las letras S, P, D, F, ...

A modo de ejemplo, el estado electrónico correspondiente al nivel fundamental del átomo de hidrógeno se designa como $1S_{1/2}$ y los dos primeros excitados como $1P_{1/2}$ y $1P_{3/2}$.

A su vez, cada configuración electrónica en esta convención, tendrá desdoblamientos en su energía resultantes de considerar la estructura hiperfina, los cuales son definidos por los distintos números cuánticos f permitidos, correspondientes con el momento rotacional total \mathbf{F} . Por ejemplo, el estado fundamental $1S_{1/2}$ tiene desdoblamientos en $f = 0$ y $f = 1$.

Bajo esta convención es posible definir cómo se producen las distintas transiciones electrónicas, es decir, cómo son los saltos cuánticos entre distintos niveles de energías. Por ejemplo, es posible considerar la transición electrónica $1S_{1/2} \rightarrow 1P_{1/2}$ sólo considerando la estructura fina; o, de igual forma, todas las transiciones electrónicas compatibles $1S_{1/2}(f) \rightarrow 1P_{1/2}(f')$ para cada desdoblamiento f y f' , lo cual considera la estructura hiperfina inclusive.

Asimismo es importante notar que un átomo realiza transiciones electrónicas (saltos cuánticos) mediante la absorción o emisión de fotones con la energía exacta necesaria para efectuar dicha transición. Es decir, la energía de un fotón emitido debe corresponder con aquella necesaria para saltar hacia algún nivel de energía inferior y la de un fotón absorbido con la necesaria para saltar hacia algún nivel de energía superior.

E. Efectos Zeeman y Stark

Es posible estudiar los efectos producidos en los niveles de energía frente a la introducción de campos externos al átomo, ya sean de naturaleza magnética (efecto Zeeman) o eléctrica (efecto Stark).

El estudio del efecto Zeeman, producido al someter al átomo con un campo magnético externo, es de especial interés y es el considerado experimentalmente en el presente trabajo. Este efecto producirá desdoblamientos, proporcionales a la intensidad del campo magnético, que romperán la degeneración de los distintos números cuánticos m_f correspondientes a la estructura hiperfina. En la Figura 1 se observa un desdoblamiento típico de un isótopo ^{87}Rb por efecto Zeeman como función del campo magnético.

Argumentos análogos pueden discutirse para el efecto Stark, aunque la degeneración es levantada en menor medida y sólo para ciertos estados cuánticos.

F. Naturaleza atómica del rubidio

En el presente trabajo se utiliza una muestra de rubidio conformada, tal como se extrae naturalmente, por

sus isótopos ^{85}Rb ($\approx 72\%$) y ^{87}Rb ($\approx 28\%$). El rubidio comparte un esquema de energías semejante al del hidrógeno ya que ambos poseen un único electrón de valencia. Además, es un elemento de fácil extracción y económico, lo cual permite que sea accesible para su uso en laboratorios de enseñanza.

El rubidio y el hidrógeno no comparten idéntica estructura atómica, sin embargo, es posible extrapolar en el rubidio los conceptos introducidos para el átomo de hidrógeno en lo que respecta a la estructura fina, hiperfina y efecto Zeeman. Un estudio más riguroso [7, 8], que se supondrá ya realizado a los efectos del presente trabajo, permite estudiar las transiciones electrónicas y niveles de energía de la línea de transiciones D1, correspondida con las distintas transiciones $5S_{1/2}(f) \rightarrow 5P_{1/2}(f')$, de los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb .

La línea de transiciones D1 corresponde con las transiciones del estado fundamental al primer excitado que, a diferencia del hidrógeno, para el rubidio se producen para energías con frecuencias dentro del espectro infrarrojo. Asimismo, el isótopo ^{85}Rb toma valores $f = 1, 2$ y $f' = 2, 3$, mientras que el isótopo ^{87}Rb toma valores $f = 1, 2$ y $f' = 1, 2$.

En las Figuras 2 y 3 se exhiben las líneas de transiciones D1 correspondientes al ^{85}Rb y ^{87}Rb , respectivamente. Puede observarse que las energías correspondientes a la estructura hiperfina del nivel $5P_{1/2}(f')$ es varios ordenes de magnitud menor a la del nivel $5S_{1/2}(f)$.

En la Tabla 1 se exhiben, en forma creciente, las distintas frecuencias compatibles para las transiciones en la línea D1 de los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb , tal como se compone naturalmente una muestra de rubidio.

Cabe también indicar que la degeneración existente en las líneas de estructura hiperfina, debida a los $2f + 1$ números cuánticos m_f , se rompe en presencia de un campo magnético externo por efecto Zeeman.

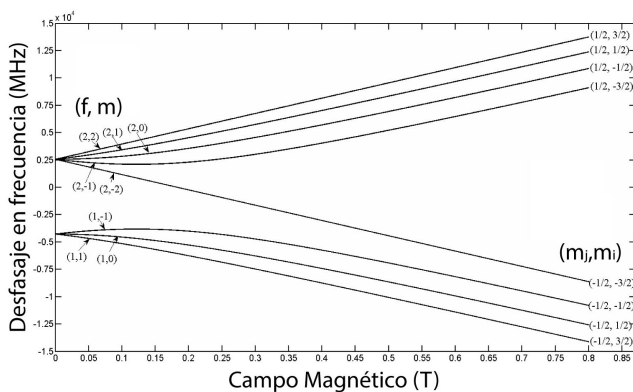


Figura 1. Desdoblamiento por efecto Zeeman como función del campo magnético para el nivel $5S$ del isótopo ^{87}Rb , incluyendo el desdoblamiento de estructura fina e hiperfina. En la notación, $f = j + i$ con $i = 3/2$ el spin nuclear.

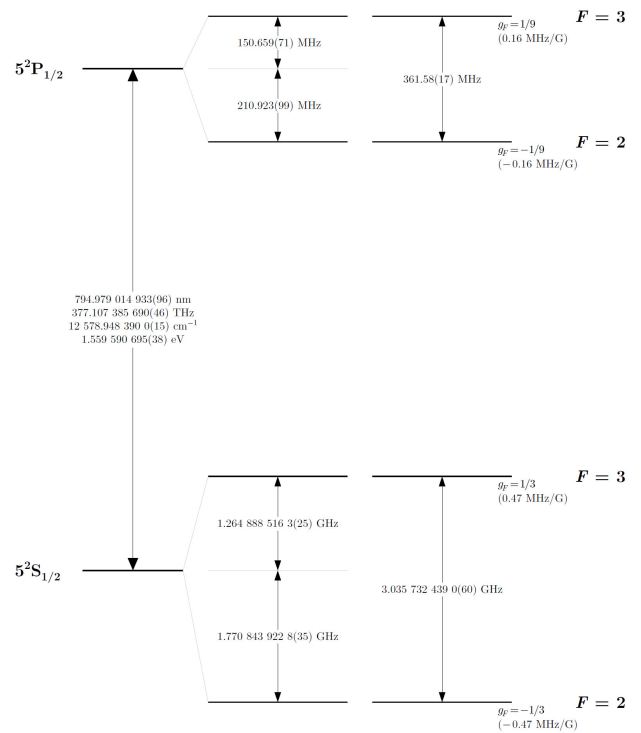


Figura 2. Línea de transiciones D1 del isótopo ^{85}Rb .

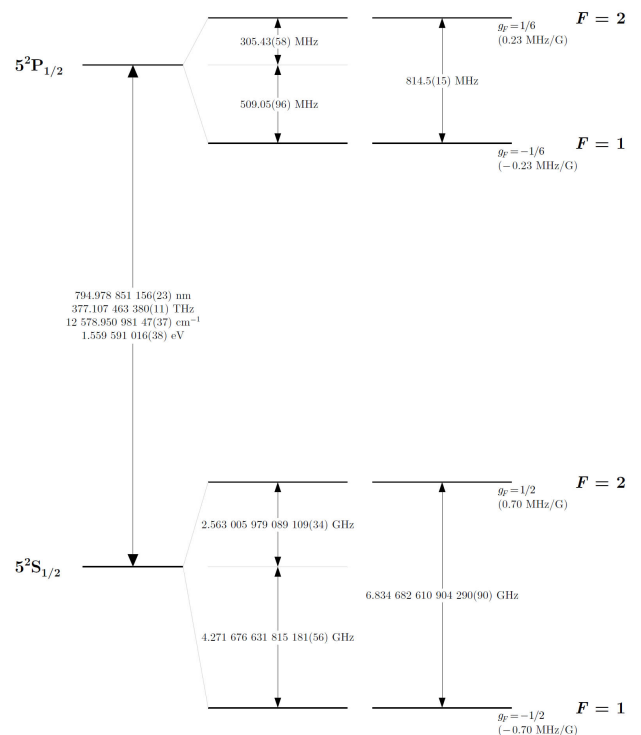


Figura 3. Línea de transiciones D1 del isótopo ^{87}Rb .

Tabla 1. Frecuencias correspondientes a las transiciones en la línea D1 esperadas para una muestra de rubidio compuesta por isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb .

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

G. Espectroscopía láser por absorción

En la actualidad existen distintas técnicas experimentales posibles para efectuar un análisis espectroscópico de una muestra. El presente trabajo hace uso de la técnica de espectroscopía láser por absorción, mediante la utilización un diodo láser sintonizable en frecuencia.

Esta técnica consiste, en su aspecto más elemental, en la observación del espectro del láser luego de que éste haya atravesado la muestra en cuestión. El resultado será un espectro de absorción de la muestra, en el que se observarán las líneas espectrales de absorción, las cuales corresponden con las frecuencias (energías) características en las que la muestra aumenta su nivel de energía.

Esta observación es, en todo caso, consistente con la hipótesis de que un fotón absorbido por una partícula atómica produce saltos cuánticos hacia niveles de energía superiores, tales que la diferencia entre la energía final e inicial sea idéntica a la energía del fotón absorbido. Dicho de otra forma, aquellos fotones provenientes del láser que tengan la frecuencia (energía) exacta y necesaria para producir un salto cuántico serán absorbidos y todos los restantes pasarán de largo.

En la Figura 4 puede observarse un espectro de absorción típico. El ensanchamiento de las líneas espectrales se debe al ensanchamiento por efecto Doppler, causado por la distribución de velocidades de los átomos de la muestra.

H. Espectroscopía dicróica de vapor atómico

La espectroscopía dicróica de vapor atómico o DAVS (en inglés, Dichroic Atomic Vapor Spectroscopy) es una técnica espectroscópica enfocada en la calibración láser, que utiliza el efecto Zeeman para generar una frecuencia estable de sintonización en un láser. A los efectos del presente trabajo, se utiliza esta técnica para verificar el desdoblamiento de las transiciones hiperfinas en presencia de un campo magnético externo por efecto Zeeman.

Para estudiar la técnica es útil realizar una serie de consideraciones. La primera es que la polarización del haz de un láser, a priori linealmente polarizado, puede pensarse

como una superposición de polarizaciones circulares izquierda y derecha. La segunda es que si la muestra que es objeto de estudio espectroscópico no es sometida a un campo magnético externo, entonces el espectro de absorción resulta independiente de la polarización del haz del láser; sin embargo, si es sometida a un campo magnético externo longitudinal, los espectros de absorción obtenidos por cada polarización circular izquierda y derecha tendrán corrimientos en frecuencia debido al efecto Zeeman.

Estas consideraciones permiten introducir la señal DAVS, conformada como la diferencia entre los espectros de absorción obtenidos a partir de componentes con polarizaciones circulares inversas, es decir, izquierda y derecha, siempre que la muestra sea sometida con un campo magnético externo. En la Figura 5 se observa la conformación de una señal DAVS típica.

La señal DAVS puede obtenerse típicamente a partir de considerar un sistema experimental básico como se aprecia en la Figura 6. Un haz linealmente polarizado incide sobre una muestra sometida a un campo magnético externo, colineal y controlado. El haz transmitido será desfasado y separado en polarizaciones circulares izquierda y derecha, las cuales se adquieren por separado. Esto permite obtener los dos espectros de absorción necesarios para conformar señal DAVS.

Por último, en la Figura 7 se observa una señal DAVS típica para una muestra de rubidio. Los ceros de la señal DAVS corresponden con las distintas transiciones de la línea D2 y son usados para fijar la frecuencia de calibración en un láser.

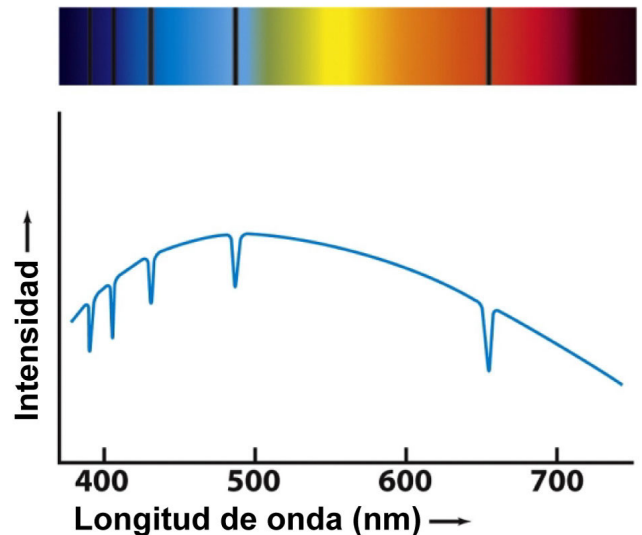


Figura 4. Espectro de absorción del hidrógeno. Se muestra la intensidad medida como función de la longitud de onda. Los valles caracterizan las líneas espectrales ensanchadas (efecto Doppler) y corresponden con las transiciones entre niveles de energía.

II. METODOLOGÍA Y DISEÑO EXPERIMENTAL [4, 9–12]

Con el objetivo de observar y estudiar experimentalmente los niveles y transiciones de energía atómicas, pun-

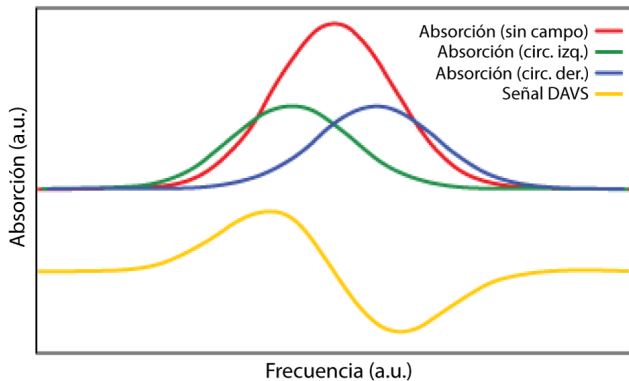


Figura 5. Conformación de una señal DAVS típica. La misma se construye como la diferencia entre los espectros de absorción medidos a partir de polarizaciones circulares izquierda y derecha, siempre que la muestra sea sometida a un campo magnético externo.

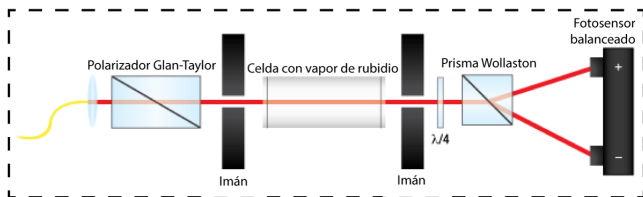


Figura 6. Esquema experimental básico para la conformación de una señal DAVS.

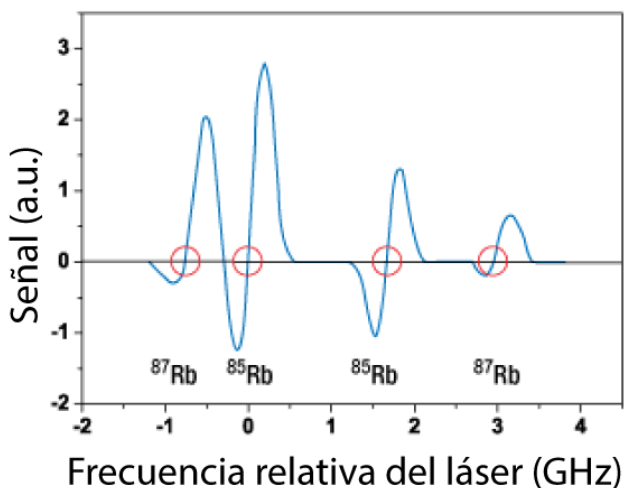


Figura 7. Señal DAVS correspondiente a la línea de transición D2 ($5S_{1/2}(f) \rightarrow 5P_{3/2}(f')$) del rubidio. Los nodos (ceros) marcados corresponden con las transiciones de la línea D2 y son usados para fijar la frecuencia de calibración en un láser.

tualmente en lo que respecta a las estructuras fina, hiperfina y efecto Zeeman, se hace uso de una muestra de rubidio compuesta por sus isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb y contenida en una celda de vidrio de borosilicato. Aunque el presente trabajo es realizado únicamente con una muestra de rubidio, el mismo puede hacerse extensivo a distintas muestras tales como el cesio, potasio y sodio en forma totalmente equivalente.

Por otra parte, con la finalidad de generar el espectro de absorción de la muestra, se incidirá sobre ésta con un láser VCSEL (en inglés, Vertical-cavity surface-emitting laser), dentro del espectro infrarrojo. Este tipo de diodo láser, a diferencia de otros, es económico y de fácil fabricación e implementación; además, provee una emisión suficientemente colimada y estable en frecuencia.

En cuanto a la muestra de rubidio, la misma se puede controlar en temperatura, con el fin de detectar cómo varía el espectro de absorción como función de la temperatura de la muestra. Asimismo, se busca generar un campo magnético externo sobre la muestra, lo cual puede ser realizado mediante imanes permanentes o, mejor aún, mediante un sistema de bobinas que produzcan campos magnéticos que puedan ser controlados.

En cuanto a la adquisición, se dispone de un sistema óptico a la salida de la muestra que permite separar las componentes circular izquierda y derecha del haz, inicialmente con polarización lineal, con el objetivo de analizar por separado ambas polarizaciones circulares del haz. Cada componente es analizada por un fotosensor doble que permite registrar las componentes con polarizaciones circulares izquierda y derecha por distintos canales, como así también calcular y amplificar electrónicamente la diferencia entre ambas componentes. Finalmente, las distintas señales analógicas son digitalizadas mediante un osciloscopio y analizadas en una PC.

A continuación se discute un montaje experimental posible y la metodología de adquisición, la caracterización en frecuencia del láser VCSEL como función de la corriente y temperatura, y la caracterización de los campos magnéticos externos.

A. Montaje Experimental

En la Figura 8 puede observarse el montaje experimental propuesto para la adquisición del espectro de absorción de la muestra rubidio.

El controlador del láser VCSEL permite configurar la corriente y temperatura del láser, en ambos casos mediante mecanismos de control PID adaptables. Asimismo, la corriente provista puede ser modulada mediante una señal triangular, lo que permite efectuar una rampa en corriente. Ya que 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.

En cuanto a la celda de rubidio, ésta puede ser controlada en temperatura, como también estar sometida

a un campo magnético externo. La temperatura de la celda es definida mediante la configuración de un controlador externo. El campo magnético externo se provee inicialmente mediante un sistema de imanes permanentes y, posteriormente, mediante un sistema de bobinas con fuente externa que permiten variar la intensidad del campo magnético.

A la salida del láser se alinea un sistema óptico constituido por una lámina de cuarto de onda, un prisma Wollaston y dos espejos. La lámina de cuarto de onda desfasa las componentes con polarizaciones circulares izquierda y derecha, provenientes de la polarización lineal del láser, mientras que el prisma separa ambas geométricamente. Ambas componentes son reflejadas con espejos y adquiridas mediante un fotosensor de doble canal.

El fotosensor a utilizar debe tener, como mínimo, dos salidas analógicas que adquieren las señales correspondidas con las componentes con polarizaciones circulares izquierda y derecha del haz. Asimismo, puede tener integrada una salida adicional que permita calcular electrónicamente la diferencia entre ambas señales, junto con una amplificación. En caso de no disponer de un sensor de tales características, se pueden utilizar dos fotosensores distintos; de igual modo, calcular digitalmente la diferencia entre ambas señales, o mediante un circuito electrónico externo.

Las señales se pueden adquirir mediante un osciloscopio conectado a una PC, discrecionalmente según los canales de entrada disponibles, e idealmente con referencia conectada al láser driver.

B. Metodología de Adquisición

En lo que respecta a la metodología de adquisición se contempla la configuración del láser (corriente y temperatura), condiciones de la muestra (temperatura y campo magnético) y la conformación de señales (espectros de absorción y señal DAVS).

La configuración del láser en temperatura y corriente se realiza mediante el controlador de éste, de forma que alimente el láser con una señal de modulación triangular

que varíe entre [1.4, 2.0] mA a una frecuencia temporal de 20 Hz y le defina una temperatura constante de 22.0 °C. Esta elección fue realizada de forma que las condiciones de medición y los espectros de absorción conformados resulten consistentes. La caracterización típica del láser en temperatura y corriente será explicada posteriormente.

En cuanto a la muestra de rubidio, ésta se estudia en dos condiciones experimentales diferenciadas. La primera, sin presencia de campo magnético externo y variando en forma discreta distintas temperaturas entre [22.1, 57.2] °C, lo que permite estudiar cómo influye la temperatura de la celda en el espectro de absorción conformado. La segunda, a temperatura ambiente y sometida a un campo magnético externo permanente de 9.0 mT o variable entre [-2.71, 2.71] mT, lo que permite estudiar el desfasaje en frecuencias entre polarizaciones circulares, así como la señal DAVS, en presencia del campo magnético externo. La caracterización del campo magnético permanente, mediante imanes, y variable, mediante bobinas, será presentada posteriormente.

La adquisición per se fue realizada digitalizando alternadamente con un osciloscopio los tres canales de salida del fotosensor: MON(-), MON(+) y RF; los primeros dos canales se corresponden con las señales con componentes con polarizaciones circulares izquierda y derecha, y permiten resolver los espectros de absorción de cada componente; y el tercer canal corresponde con la diferencia entre componentes, relativo a la señal DAVS. Asimismo, en todo caso, las adquisiciones se realizan promediando 128 mediciones.

La conformación de la señal DAVS se realiza electrónicamente mediante el circuito integrado al fotosensor, aunque bien se puede hacer digitalmente, siempre que la resolución de digitalización permita distinguir la intensidad y desfasajes de ambas componentes. Asimismo, se debe procurar que la señal DAVS sea suficientemente nula si el campo magnético externo se encuentra apagado, de forma que la intensidad de las componentes con polarizaciones circulares invertidas sea similar.

En la Figura 9 se observa la señal triangular típica para cualquiera de las componentes de polarización circular, al aumentar la resolución del flanco positivo de la rampa se distingue la región de la señal correspondiente al espectro de absorción de la línea D1. En la Figura 10, se observan típicamente los espectros de absorción resultantes de las señales con polarizaciones circulares invertidas junto con la señal DAVS (diferencia entre componentes).

Asimismo, para conformar las distintas señales, se procede a restar en todo caso la rampa de triangulación. Además, para el caso de los espectros de absorción, se espejan los mismos en el eje horizontal y se les resta la línea de base.

Una vez conformados los espectros de absorción y la señal DAVS, se deben relacionar los valores adquiridos con las correspondientes magnitudes físicas relevantes. Este procedimiento es crítico y se evidencia con mayor claridad en la exposición de resultados.

En lo que refiere a la escala de tensión, se procede a

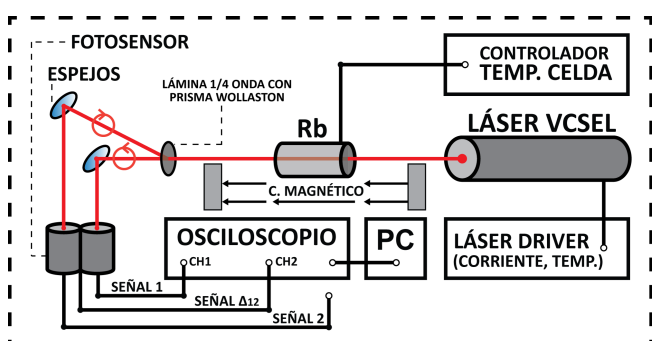


Figura 8. Montaje experimental propuesto para la adquisición del espectro de absorción de la muestra rubidio.

normalizar los distintos valores de tensión adquiridos, lo que permite redefinir la escala en términos de una intensidad relativa normalizada en unidades arbitrarias. Esta elección se realiza de forma tal que la exhibición de resultados sea clara y sin que se pierda la intensidad relativa entre las distintas señales adquiridas.

En cuanto a la escala temporal, ésta es relativa a la corriente proporcionada al láser y, por tanto, a la frecuencia de emisión del mismo. Dado que la magnitud de interés física es la frecuencia de emisión del láser, requerida para determinar el espectro de absorción, es necesario un criterio que permita convertir dicha escala a frecuencias. En la elección del criterio es posible discutir, como mínimo, dos situaciones experimentales: si la calibración del láser en frecuencia es conocida; o si el espectro de absorción en la línea D1 del rubidio es conocido.

En caso de conocerse la calibración del láser en frecuencia, la conversión resulta trivial, y es posible obtener resultados experimentales sobre el espectro de absorción en la línea D1 del rubidio (o aquella muestra con la que se trabaje).

En caso contrario, si no es conocida la calibración, es posible calibrar el láser en frecuencia haciendo uso de la señal DAVS de la muestra de rubidio (o aquella con la que se trabaje). Esta situación experimental es, en esencia, la motivación de la técnica DAVS. Para efectuar la calibración se deben fijar uno o varios nodos de la señal DAVS, según fue explicado, como referencia para sintonizar la frecuencia de emisión del láser.

Para el presente trabajo, dado que el interés se motiva en la resolución de las transiciones entre niveles de energía en la línea D1 del rubidio, sumado a que no se dispone de la calibración del láser en frecuencia, se opta por un criterio mixto. En este criterio de conversión se suponen válidas las líneas correspondientes a los niveles ($F=2, F'=1$) y ($F=1, F'=2$) del ^{87}Rb , según la Tabla 1, lo que permite realizar una conversión lineal entre el tiempo de adquisición y frecuencia de emisión del láser, la cual resulta válida para el rango explorado. Todas aquellas líneas (F, F') por fuera de la citadas, se podrán tomar como resultados experimentales a los efectos del presente trabajo.

C. Caracterización del láser VCSEL

La caracterización del láser VCSEL y su controlador tiene una motivación simplemente exploratoria, con el fin de determinar si la configuración propuesta es consistente con los rangos y estabilidad de las mediciones de los espectros de absorción y señal DAVS.

En la Figuras 11 se puede observar la tensión del láser y de un canal del fotosensor, que recibe el haz del láser sin pasar por la muestra, como función de la corriente de alimentación provista por el controlador del láser.

Puede observarse un comportamiento lineal en ambos casos para corrientes de alimentación entre $[0.7, 2.0]$ mA, lo que permite estimar un régimen de estabilidad. Pun-

tualmente, se verifica que no es posible registrar en el fotosensor intensidades que correspondan con corrientes de alimentación del láser menores a 0.7 mA, lo cual impone una mínima corriente de alimentación.

En la Figura 12 se presenta una caracterización del láser acorde a un espectro de absorción típico como el presentado en la Figura 9. En dicha caracterización se estudia la señal como función de una malla en tiempo (corriente) y temperatura relativas a las posibles configuraciones en el controlador del láser.

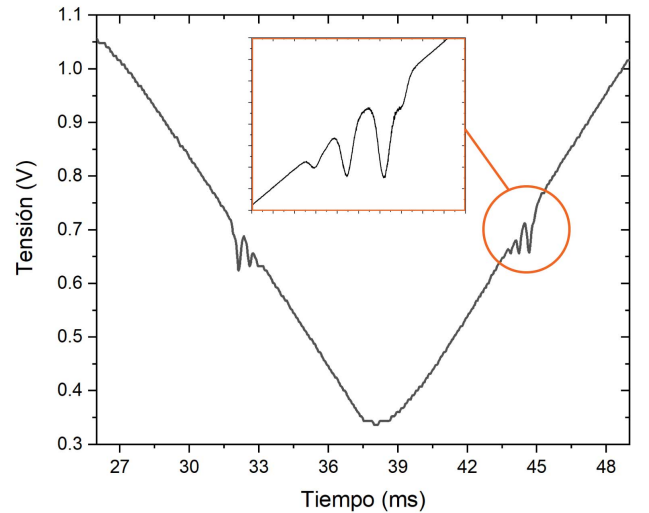


Figura 9. Adquisición típica de la señal completa con modulación triangular luego de atravesar la muestra de rubidio. Se aumenta la resolución del flanco positivo de la señal, lo que hace distinguible la región correspondiente al espectro de absorción de la línea D1 de la muestra de rubidio.

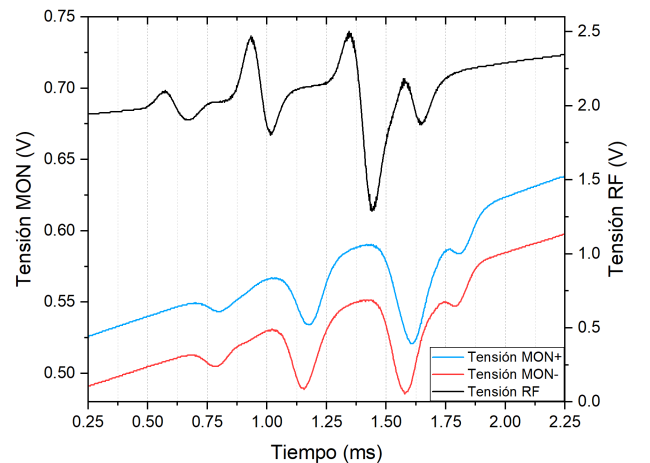


Figura 10. Figura típica de la adquisición de los espectros de absorción y señal DAVS de la línea D1 de la muestra de rubidio. Se aprecian las componentes con polarizaciones circulares izquierda (MON-) y derecha (MON+), así como la señal DAVS (RF) producida al restar ambas componentes en forma electrónica.

Esto permite verificar que aumentos en los valores de corriente (tiempo) y temperatura se asocian con desplazamientos en la frecuencia de emisión del láser. Como se explicó en la metodología de adquisición, en caso de no disponerse de una calibración del láser en frecuencia, se pueden suponer válidas las transiciones de la línea D1 del rubidio, efectuando así una conversión de tiempo (corriente) en frecuencia de absorción, la cual verifica una relación lineal para el rango estudiado en el presente trabajo.

D. Caracterización del campo magnético externo

En lo referente a la caracterización del campo magnético externo se tiene, como única motivación, estimar el valor del campo magnético externo longitudinal con el que se somete a la muestra de rubidio. En ambos casos se utiliza un gaussímetro con sonda Hall.

Para el caso del conjunto de imanes permanentes, que se utilizan para producir el campo magnético constante, se estima para las distancias trabajadas un campo magnético de 9.0 mT en el interior de la muestra.

Para el caso del sistema de bobinas, que son alimentadas por una fuente de tensión continua conectada internamente en serie, se efectúa un barrido del campo magnético, en la región donde se encuentra la muestra, como función de la corriente de alimentación (Figura 13). Así se estima el valor del campo magnético al variarlo, sin perturbar la muestra en el interior del sistema de bobinas durante las distintas adquisiciones. Asimismo, esta configuración permite cambiar el sentido del campo magnético al cambiar el sentido de circulación de la corriente.

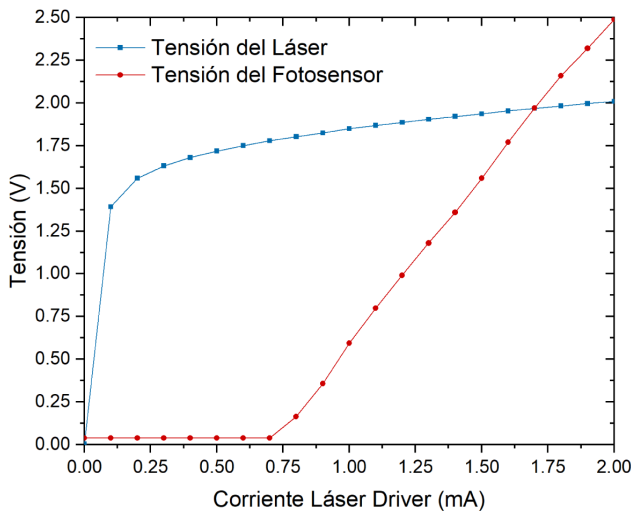


Figura 11. Tensión del láser y de un canal del fotosensor, que recibe el haz del láser sin pasar por la muestra, como función de la corriente aplicada por el controlador. Se observa que el fotosensor no registra la señal si se aplica al láser corrientes menores a 0.7 mA, mientras que por encima de este valor se verifica un comportamiento lineal

III. RESULTADOS EXPERIMENTALES

A. Espectro de absorción de la línea D1 del rubidio

Las mediciones experimentales, de acuerdo a la metodología discutida, permiten conformar el espectro de absorción de la línea D1 del rubidio, el cual está compuesto como superposición de los espectros correspondientes a los isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb que constituyen naturalmente

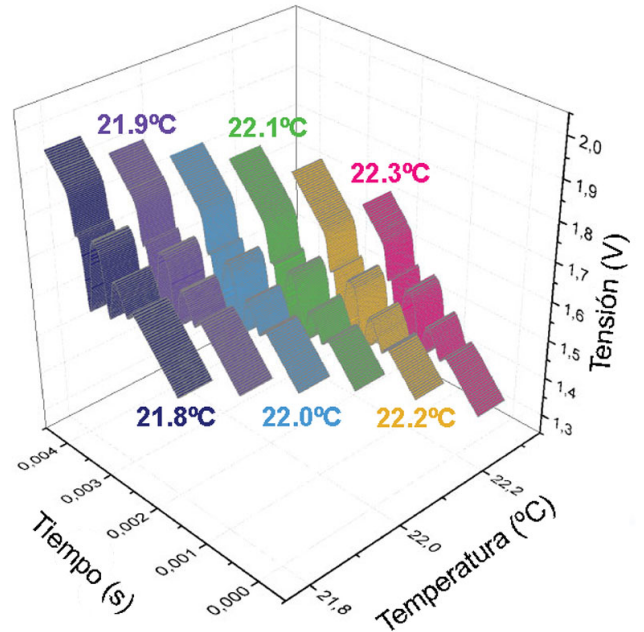


Figura 12. Caracterización de la tensión del láser en corriente y temperatura. Incrementos en tiempo y temperatura se asocian con desplazamientos en frecuencia en la propia rampa.

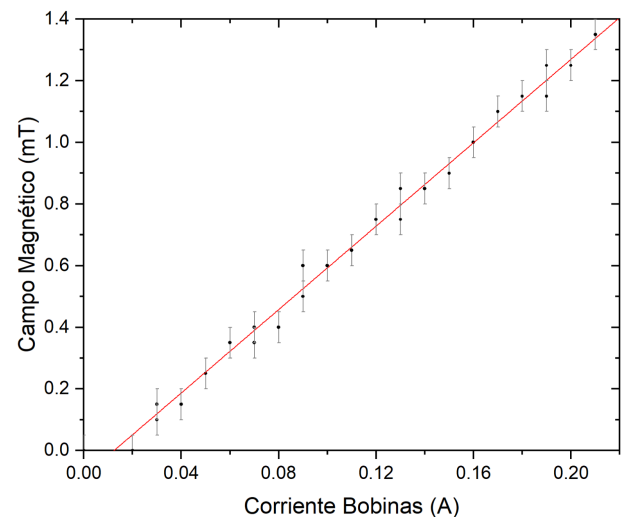


Figura 13. Campo magnético externo con el que se somete a la muestra como función de la corriente de alimentación del sistema de bobinas.

a la muestra de rubidio.

En la Figura 14 se observa el espectro de absorción de la línea D1 del rubidio, correspondiente a una medición sin campo magnético externo y a una temperatura constante en la muestra de 57.2°C.

Las frecuencias señaladas para el isótopo de ^{87}Rb son impuestas de acuerdo a la Tabla 1, con el objetivo de efectuar la conversión lineal a frecuencias. Las restantes frecuencias observables, correspondientes al isótopo ^{85}Rb , son determinadas a partir del espectro obtenido, luego de efectuada la conversión a frecuencias.

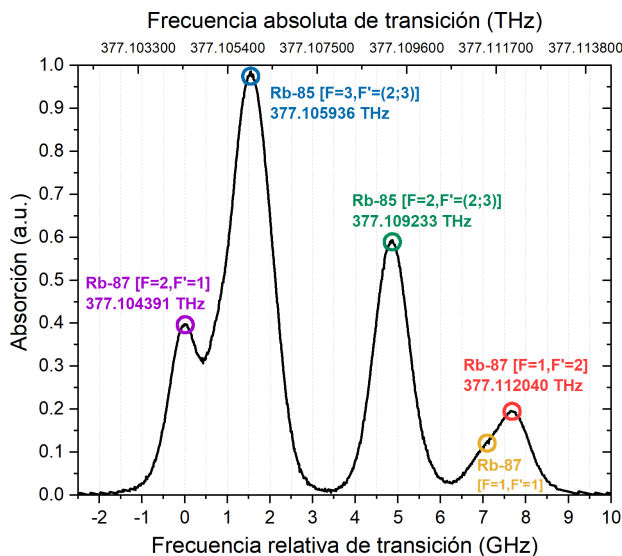


Figura 14. Espectro de absorción de la línea D1 del rubidio. La muestra no tiene campo magnético externo y se encuentra a una temperatura constante de 57.2°C.

En lo que respecta al ^{87}Rb , son distinguibles las líneas de transición $[F = 2, F' = 1]$ y $[F = 1, F' = 2]$. La línea $[F = 1, F' = 1]$ resulta apenas distinguible y la línea $[F = 2, F' = 2]$ indistinguible, ambas debido su baja intensidad relativa y superposición debido al ensanchamiento por efecto Doppler.

En cuanto al ^{85}Rb , resultan indistinguibles entre sí las diferencias en frecuencia entre los pares de líneas $[F = 3, F' = (2, 3)]$ y $[F = 2, F' = (2, 3)]$. Por ello se opta, para la determinación de la frecuencia de absorción, el valor medio de las frecuencias respectivas de cada par. Esto permite estimar los valores de frecuencia relativa experimentales y cotejarlos con los valores típicos de la Tabla 1, con un error relativo porcentual de 9% y 3% para los pares de líneas $[F = 3, F' = (2, 3)]$ y $[F = 2, F' = (2, 3)]$, respectivamente.

Asimismo puede observarse que, efectivamente, la concentración de ^{85}Rb es mayor a la del ^{87}Rb , lo cual es esperable de acuerdo a las respectivas concentraciones que el rubidio suele tener en la naturaleza. De igual forma, puede observarse el ensanchamiento por efecto Doppler, que hace indistinguibles aquellas transiciones de igual o me-

nor intensidad relativas, haciendo distinguibles sólo las transiciones de mayor ocurrencia en la muestra.

Por último, en la Figura 15 se efectúa un análisis comparativo del mismo espectro de absorción de la línea D1 del rubidio, para distintas temperaturas de la muestra, sin campo magnético externo. En el mismo puede observarse que una mayor temperatura se asocia con una mayor ocurrencia (probabilidad) de efectuar las distintas transiciones. Sin embargo, no se pudo verificar que un aumento en temperatura produzca un ensanchamiento por efecto Doppler significativo, debido al aumento en la energía cinética total sistema, lo cual resulta consistente con el reducido rango de temperaturas accesible experimentalmente para efectuar dicha observación.

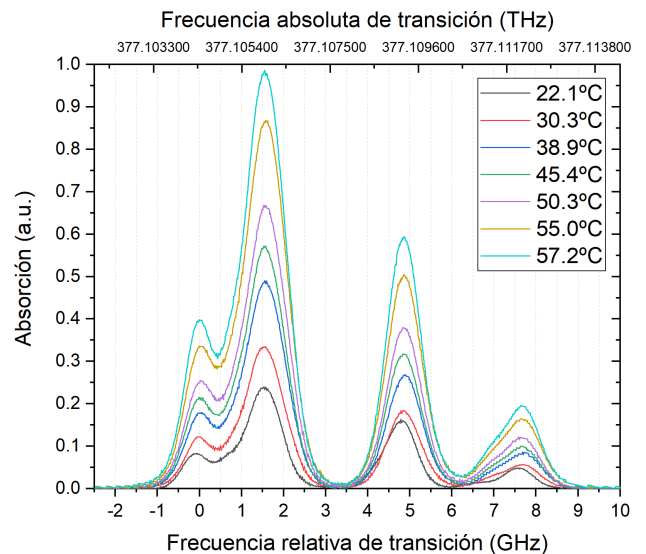


Figura 15. Espectro de absorción de la línea D1 del rubidio para distintas temperaturas de la muestra, sin campo magnético.

B. Análisis DAVS de la línea D1 del rubidio

La introducción del campo magnético externo sobre la muestra de rubidio permite conformar, electrónica o computacionalmente, la señal DAVS a partir de la diferencia entre las componentes con polarizaciones circulares izquierda y derecha del haz absorbido.

En la Figura 16 se presenta la señal de DAVS correspondiente a la línea de transición D1 del rubidio. En la medición, la muestra se encuentra sometida a un campo magnético externo de -2.71 mT, producido por las bobinas, correspondiente a un sentido contrario al de propagación del haz del láser.

La señal DAVS se calcula electrónicamente por el fotosensor y, en lo que respecta a las magnitudes representadas, se usa un criterio totalmente análogo al explicado en la conformación del espectro de absorción.

En la señal se pueden identificar los distintos nodos correspondidos con las líneas de transición $[F, F']$. Las

frecuencias de transición correspondientes al ^{87}Rb son impuestas, mientras que para el ^{85}Rb se resuelven los pares $[F = 3, F' = (2, 3)]$ y $[F = 2, F' = (2, 3)]$, estimándose las frecuencias relativas con errores relativos porcentuales de 6% y 1%, respectivamente.

Asimismo puede confirmarse que, en efecto, se producen corrimientos por efecto Zeeman. Dada la resolución trabajada sólo se observan desdoblamientos en 2 líneas por cada transición (nodo de la señal DAVS) cuando teóricamente se espera observar $2F + 1$ desdoblamientos.

La determinación de la señal DAVS permite, suponiendo conocida la línea de transiciones D1 del elemento sujeto a espectroscopía, sintonizar la frecuencia de emisión del láser, según la corriente y temperatura determinadas. Como se aprecia, el rango de sintonización es del orden de GHz centrado en frecuencias ≈ 377.105 THz.

Por último, en la Figura 16 se observa la señal de DAVS de la línea de transiciones D1 del rubidio para distintos valores de campo magnético externo aplicado entre $[-2.71, 2.71]$ mT.

El rango de campo magnético explorado, el cual es restringido debido a la configuración experimental efectuada, permite visualizar que un incremento en la intensidad del campo magnético se encuentra asociado a un incremento en la señal DAVS. Este incremento en la señal, a su vez, puede relacionarse con un mayor apartamiento en frecuencias debido al efecto Zeeman.

Asimismo, puede observarse una clara asimetría en la señal DAVS frente a inversiones en el sentido de aplicación del campo magnético. Esto permite hipotetizar que los sentidos del campo magnético no resultan invariantes, aún en una misma dirección, lo cual puede deberse a un

error metodológico o experimental sistemático.

IV. DISCUSIONES Y CONCLUSIÓN

En el presente trabajo se verifica experimentalmente la naturaleza atómica de una muestra rubidio, dada por sus isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb , en lo que respecta a sus transiciones energéticas en la línea D1. Los resultados de este trabajo incluyen, pero no se limitan, a la obtención del espectro de transiciones entre niveles de energía mediante espectroscopía de absorción, identificación de las estructuras fina e hiperfina, efecto Zeeman y el análisis del espectro mediante la técnica DAVS.

En lo que respecta a la resolución de la línea de transiciones D1 del rubidio, se identifican 4 de las 8 transiciones esperadas. De las transiciones identificadas, 2 corresponden al ^{87}Rb y su valor en frecuencias es impuesto teóricamente para efectuar una conversión de escala a magnitudes físicas relevantes; mientras que las 2 restantes que corresponden ^{85}Rb son estimadas con precisión y son dadas como superposición de pares de líneas no resolubles entre sí.

En cuanto a la aplicación de la técnica DAVS a la línea de transiciones del rubidio, se verifica la aplicabilidad de la técnica y su consistencia respecto de los espectros de absorción trabajados. A partir de las señales obtenidas se verifica que, en efecto, un aumento en intensidades de un campo magnético externo sobre la muestra produce desdoblamientos simples en las degeneraciones de F ; aún así, no resultan experimentalmente distinguibles las $2F + 1$ líneas esperadas. Asimismo, se concuerda en la

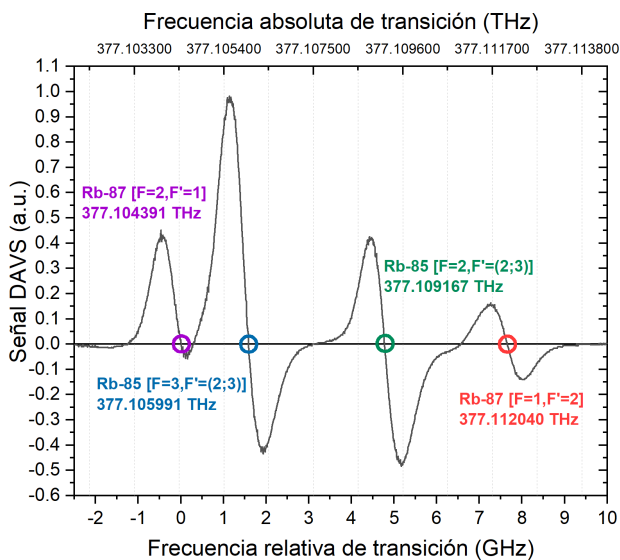


Figura 16. Señal DAVS correspondiente a la línea D1 del rubidio. La muestra es sometida con un campo magnético externo de 2.71 mT en sentido contrario al de propagación del haz del láser. La temperatura de la muestra se supone constante.

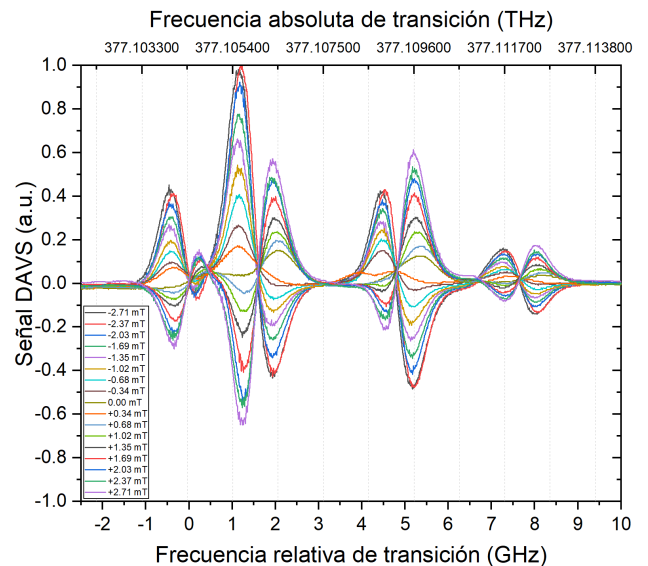


Figura 17. Señal DAVS correspondiente a la línea D1 del rubidio para distintos valores de campo magnético externo aplicado a la muestra. La temperatura de la muestra se supone constante.

aplicabilidad de la técnica DAVS para la sintonización de un láser en frecuencia.

De estos resultados surgen, principalmente, dos propuestas de corrección metodológica experimental para futuros trabajos.

La primera propuesta tiene como raíz el hecho de no contar con una calibración preliminar del láser, lo cual impone una condición muy fuerte sobre los resultados experimentales. Esta condición, en esencia, impone suponer en forma total o parcial, la validez teórica del modelo y el conocimiento a priori de la línea de transiciones D1 de la muestra.

Por ello, para correcciones futuras, se sugiere disponer de un láser previamente calibrado; o, mejor aún, hacer extensivo el trabajo a muestras de cesio, potasio y sodio

(espectros de similar resolución), usando los resultados de algunas de estas para calibrar el láser en frecuencia mediante la técnica DAVS y determinar experimentalmente las restantes.

La segunda propuesta refiere a mejorar la resolución de la adquisición experimental. La imposibilidad de obtener una buena resolución en el espectro de la línea D1 se debe, principalmente, al instrumental utilizado, a la forma de adquisición, al promediado de señales y, en menor medida, al ruido ambiente y superposición por efecto Doppler.

De esto, se sugiere utilizar un sistema de adquisición que permita programar un barrido secuencial en corriente (frecuencia de emisión) en tiempos regulares y equispaciados, ello en detrimento de la técnica de barrido mediante una rampa corriente adquirida en un osciloscopio.

-
- [1] F. L. Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, *Quantum Mechanics*, 1st ed. (Wiley-VCH, 1992).
- [2] J. J. N. J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, 2nd ed. (Pearson, 2010).
- [3] M. Fox, *Quantum Optics, An Introduction*, 1st ed. (Oxford University Press, 2006).
- [4] *Optical Pumping of Rubidium, Guide to the Experiment*, 1st ed. (TeachSpin, 2002).
- [5] D. R. A. Fried, *Infrared absorption Spectroscopy, in Analytical Techniques for Atmospheric Measurements*, 1st ed. (Blackwell Publishing, 2006).
- [6] Thorlabs, *SKDAV Spectroscopy Kit User Guide* (2012), https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5393.
- [7] D. A. Steck, *Rubidium 85 D Line Data* (2010), <http://steck.us/alkalidata>.
- [8] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data* (2010), <http://steck.us/alkalidata>.
- [9] N. S. Fernández, Tesis de Licenciatura. FCEN (2017).
- [10] C. G. Paul Siddons, Charles S Adams and I. G. Hughes, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **41** (2008).
- [11] A. A. M. P. V Jacques, B Hingant and J. F. Roch, *European Journal of Physics* **30**, 921 (2009).
- [12] C. F. H. R. J. E. Kristan L. Corwin, Zheng-Tian Lu and C. E. Wieman, *Applied Optics* **37,15**, 3295 (1998).