

# Transiciones del yodo molecular

Rafael Córdoba López and Nathalia Calderón Rivera

*Universidad de los Andes*

*Departamento de Física, Facultad de Ciencias*

(Dated: 5 de diciembre de 2019)

El yodo molecular  $I_2$  es una molécula de gran tamaño, gracias a esto posee muchas líneas en su espectro y es óptima para la observación de la estructura hiperfina. En este experimento se realizaron diferentes procesos para observar las transiciones entre niveles energéticos. Primero se caracterizó el láser con respecto a la corriente y temperatura, segundo se estabilizó la longitud de onda del láser a través del feedback con ayuda de una rejilla de difracción, tercero se evaluó la fluorescencia y se midió con un fotodiodo. Los resultados no fueron del todo satisfactorios debido a la baja intensidad de la línea de fluorescencia, y a pesar de realizar diferentes intentos, las limitaciones del montaje no pudieron superarse. Finalmente, se llegó a la conclusión que la solución radica en calentar la muestra a temperaturas bastantes altas con el fin de aumentar la cantidad de moléculas de  $I_2$  que interactúan con el haz del láser, además se debe mejorar la sensibilidad del fotodiodo que recibe la señal de absorción para realizar la espectroscopía libre de efecto Doppler.

## I. INTRODUCCIÓN

La invención del láser en la década de los 60 permitió dar desarrollo a la espectroscopía de precisión de átomos y moléculas[1]. El láser permitió resolver con gran exactitud la estructura energética de átomos y moléculas, esto se debe gracias a que los láser son una fuente coherente de luz monocromática. Además, la espectroscopía láser ha permitido importantes desarrollos en el campo de la física de la materia condensada, uno de sus mayores logros fue en 1995 con la realización del condensado de Bose-Einstein con gases alcalinos[2].

Existen diferentes esquemas de espectroscopía pues cada uno de ellos se adapta a las necesidades del experimentalista y al objeto en cuestión. En esta ocasión, se desarrollará un esquema de espectroscopía no lineal denominado espectroscopía de absorción saturada<sup>1</sup>. Este tipo de espectroscopía provee un medio para crear un bloqueo altamente sensible vinculado a una transición atómica. Cuando un átomo absorbe o emite un fotón, la frecuencia de absorción o emisión es desplazada por el efecto Doppler. Para crear un láser con mayor resolución se necesita eliminar el efecto Doppler. Para eliminarlo, se usará la técnica anterior, la cual resuelve el problema de observar fenómenos de gran resolución como lo es la estructura hiper fina de las transiciones atómicas[3]. Procedemos primero a analizar la influencia del efecto Doppler en un átomo.

Considere un átomo cuya frecuencia angular medida es  $\omega$ . Por otra parte, en un marco de referencia con velocidad  $v$  se mide  $\omega' = \omega - kv$  donde  $k = w/c = 2\pi/\lambda$  por lo tanto, se presentará efecto Doppler. Note que para que un átomo sea absorbido, se debe tener  $w' = w_0$  y por lo tanto si definimos  $\delta(w) := w - w_0 = kv$  tenemos

$$\delta(w)/w_0 = v/c. \quad (1)$$

	$M(a.m.u.)$	$u(ms^{-1})$	$\Delta\omega_D/w_0$	$\Delta f_D(GHz)$ , para 600nm
H	1	2230	$1 \times 10^{-5}$	6
Cs	133	200	$1 \times 10^{-6}$	0.5
I	127	237	$1 \times 10^{-6}$	0.6

Cuadro I. Cuadro comparativo para átomos de Hidrógeno, Cesio y yodo. En este  $u$  hace referencia a la velocidad de el átomo mas probable. En cada una de estas se toman los ordenes de magnitud para evidenciar la importancia de el efecto Doppler en el factor  $\Delta\omega_D/w_0$ ; algunos datos fueron sacados de Foot [4]

Ahora bien, analicemos estadísticamente los átomos; utilizando la distribución de Boltzmann para las velocidades dada por:

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{M}{\pi 2k_B T}} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2k_B T}\right) dv$$

Donde la velocidad mas probable de  $v$  es el valor esperado; es decir  $u = \sqrt{2k_B T/M^2}$  de está ecuación Podemos deducir una ecuación para las distribuciones de frecuencias.

Usando el cambio de variables natural dado por 1 la expresión para la función de densidad de las líneas de absorción dada por:

$$g_D(\omega) = \frac{c}{u\omega_0\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{c^2}{u^2} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2\right\} \quad (2)$$

Note que si  $\omega = \omega_0$  tenemos un máximo  $c/u\omega_0\sqrt{\pi}$  y con  $\omega = \omega_{1/2}$  donde  $\omega_{1/2}$  es tal que  $(c\delta(\omega_{1/2}))/u\omega_0)^2 = \ln 2$  tenemos mitad de este máximo. Por lo tanto, la línea ensanchada  $\Delta\omega_D := 2 \times (\omega - \omega_0)$  donde D es por Doppler será  $\Delta\omega_D = 2\delta\omega_{1/2}$ . Para comparar la separación entre estos datos se tendrá el siguiente valor adimensional

<sup>1</sup>También llamado "Doppler-Free Spectroscopy"

<sup>2</sup>Derivar e igualar a cero.

$\Delta\omega_D/\omega_0$ .

En la tabla I se observa para diferentes átomos los valores de  $\Delta\omega_D/\omega_0$ . Se concluye que para cualquier átomo los valores de resolución o "Width" máxima para átomos tanto livianos como pesados será  $10^{-6}$  por tanto, no se podrá observar la estructura hiperfina de el átomo de hidrógeno en presencia de contribuciones de efecto Doppler pues la transición de la estructura hiperfina en 1s tiene  $\Delta w/w_{1s} = 4,33 \times 10^{-7}$ . De esta forma, se comprueba la necesidad de disminuir el efecto Doppler para tomar mediciones con mayor precisión y resolución.

Existen diferentes formas de disminuir el efecto Doppler en una medición<sup>3</sup>, sin embargo, nos centraremos en la espectroscopía de absorción saturada pues esta natural en el tratamiento de la espectroscopía de absorción.

Considere un láser con intensidad  $I(w)$  que atraviesa una muestra de átomos cuya velocidad está en el rango  $(v, v + dv)$ . La sección transversal de absorción de estos derivada en [4] de la siguiente forma:

En un elemento de volumen cuyo grosor es  $\Delta z$  con "Cross-section"  $\sigma$  donde se encuentran  $N$ , por lo tanto, la absorción respecto a la intensidad será  $N\sigma\Delta z$  es decir:

$$\frac{dI}{dz} = -\kappa(\omega)I = -N\sigma(\omega)I$$

Donde  $\kappa(\omega)$  es el coeficiente de absorción. Sin embargo, para laser's de gran intensidad no solo los átomos en el primer nivel interactúan sino en el segundo también por lo tanto, nuestra ecuación se convierte en:

$$\frac{dI}{dz} = -\kappa(\omega)I(\omega) = -(N_1 - N_2)\sigma(\omega)I(\omega) \quad (3)$$

Y por lo tanto, tendremos a partir de la primera ecuación una ecuación para el coeficiente de absorción  $\kappa$  y por otro lado de las relaciones de los coeficientes de Einstein donde  $(N_1 - N_2)\sigma(\omega)I(\omega) = N_2 A_{21} \hbar \omega$  tenemos una relación para  $\sigma$ .

$$\kappa(\omega) = \int N(v)\sigma(\omega - kv)dv \quad (4)$$

Con

$$\sigma(\omega) = \frac{g_2}{g_1} \times \frac{\pi^2 c^2}{\omega_0^2} A_{21} g_H(\omega) \quad (5)$$

Donde  $A_{21}$  es el coeficiente de emisión de Einstein,  $g_i$  los niveles de degeneración,  $\Gamma$  es un coeficiente de amortiguamiento y  $g_H(\omega)$  es la dependencia de frecuencia Lorentziana dada por:

$$g_H(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

<sup>3</sup>Como lo son la espectroscopía transversal, de dos fotones etc.

Tenemos entonces el la densidad de el numero de átomos a una velocidad  $v$  dada por  $N(v) = f(v)N$ . Dónde  $f(v)$  es la densidad de partículas a una determinada  $v$ . Por lo tanto tenemos una coeficiente de absorción dado por

$$\kappa(\omega) = \frac{g_2}{g_1} \frac{\pi^2 c^2}{\omega_0^2} A_{21} \times N \int f(v) \frac{\Gamma/(2\pi)}{(\omega - \omega_0 - kv)^2 + \Gamma^2/4} dv \quad (6)$$

La consideración anterior se basa en un nivel de energía, ahora bien, consideremos una diferencia de niveles de energía. Para estos, se puede considerar como la cantidad de átomos que cambian de el nivel 1 a el nivel 2 por lo tanto, el coeficiente de absorción  $\kappa$  estará dado por

$$\kappa(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \{N_1(v) - N_2(v)\} \sigma_{\text{abs}}(\omega - kv)dv \quad (7)$$

Donde  $N_i(v)$  es la densidad de átomos en el nivel  $i$  a una velocidad  $v$ ; es decir,  $\int N_i(v)dv = N_i$ . y  $N = N_1 + N_2$

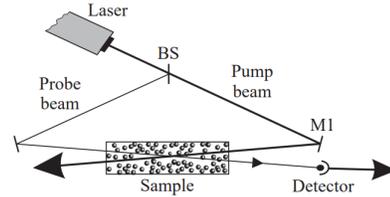


Figura 1. Esquema del montaje tentativo para la espectroscopía de saturación.[4]

En un esquema de absorción como el de la figura 1 se divide un láser en un haz "débil" uno "fuerte" de tal forma que los dos tengan la misma frecuencia angular; estos inciden sobre la muestra en direcciones opuestas. Los haces por lo tanto, interactúan individualmente con partículas con  $v = (\omega \pm \omega_0)/k$  dependiendo de la dirección del haz; se detecta absorción. La imagen 2 expresa de mejor forma esto. Por lo tanto, resulta natural detectar con baja presencia de efecto Doppler mediante esta técnica pues presentarán un pico característico.

Ahora bien, si el el láser se encuentra a bajas intensidades, se tiene  $N_1 \sim Nf(v)$  y  $N_2 \sim 0$  por lo tanto, usando la ecuación 3 tenemos:

$$N_1(v) - N_2(v) = Nf(v) \times \frac{1}{1 + (I/I_{\text{sat}}) L(\omega - \omega_0 + kv)} \quad (8)$$

Donde definimos  $I_s(\omega) := \frac{\hbar\omega A_{21}}{2\sigma(\omega)}$ . La intensidad de saturación estará dada en  $\omega_0$  donde  $\omega_0$  es en resonancia. Es decir,  $I_{\text{sat}} = \frac{\pi}{3} \frac{\hbar c \Gamma}{\lambda^3}$ .

Ahora bien, encontremos el ancho de banda de estas líneas de absorción de la figura 2. Usando 8 y 3 en un punto, tenemos

$$\kappa(\omega, I) = N\sigma_0 \frac{\Gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \times \frac{1}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{\Gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2/4}} \quad (9)$$

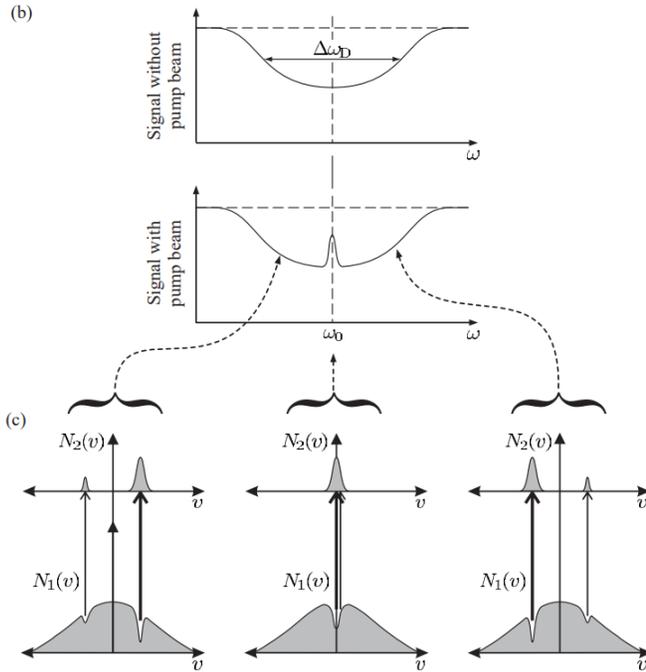


Figura 2. Absorción saturada.[4]

Donde  $\Gamma^{-1}$  es la vida media de un ensanchamiento radioactivo. Encontrando el máximo de este se puede concluir que el ensanchamiento máximo de línea (FWHM<sup>4</sup>) es:

$$\Delta\omega_{\text{FWHM}} = \Gamma \left( 1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} \right)^{1/2}.$$

La molécula de interés en este experimento es el yodo molecular  $I_2$ . La primera parte del experimento se concentra en observar las líneas espectrales (valores de las líneas en imagen anexa 15) y la segunda será hacer un "locking"<sup>5</sup> estable para un rango de transiciones de la molécula en longitud de onda roja. Las líneas espectrales de estructura hiperfina no se alcanzan a distinguir con un esquema de espectroscopía de absorción clásico. Esto se debe a que las interacciones moleculares del  $I_2$ , (En este caso en estado gaseoso) generan una gran cantidad de movimiento en la molécula; las transiciones de energía, por tanto, se verán afectadas gracias al efecto Doppler pues este efecto provocará un ensanchamiento de las líneas espectrales y por tanto no será posible distinguir la estructura hiperfina. El esquema de absorción saturada permite observar la estructura hiperfina de la molécula  $I_2$  pues mediante este esquema se logra contra-arrestar el ensanchamiento producido por el efecto Doppler en la molécula.

En este experimento se revisará las líneas para longitudes de onda en rojo, en particular para  $= 640,000\text{nm} \pm \Delta\lambda$ . Donde se encontrará  $\Delta\lambda$  mediante la caracterización del láser.

## II. ESTADO DEL ARTE.

El Lamb shift— debido a la contribución de QED (Electro dinámica cuántica) entre los niveles  $2s^2S_{1/2}$  y  $2p^2P_{1/2}$  no fue observado por técnicas ópticas hasta la invención de la espectroscopía de absorción saturada<sup>6</sup>. La técnica de absorción saturada es una técnica estándar en el ámbito de espectroscopía de precisión. Maat por ejemplo realizó su trabajo de grado en este tipo de esquema mediante el uso de Átomos de  $I_2$  [5] igualmente Nicolás Maldonado realizó mediciones con este esquema para átomos de Cesio.

## III. CARACTERIZACIÓN DEL LÁSER

### A. Montaje

Para la caracterización del láser se utilizó un montaje como se muestra en la figura 3. En este montaje se montó un láser Thor Labs (L650P007) con longitud de onda de 650nm (Rojo). En el, el láser apunta hacia un espejo ubicado a  $45^\circ$  con respecto al haz del láser. Este espejo refleja el haz hacia la fibra óptica la cual esta conectada a un medidor de longitud de onda. Con la fibra óptica se logró tomar la longitud de onda con una precisión de 0,0001nm, por lo cual la longitud de onda es muy sensible cambios de corriente o temperatura en el diodo. La incorporación del espejo se dio para controlar la exposición de la luz, pues si la fibra óptica detecta gran cantidad de luz la medición se sobre-expone.

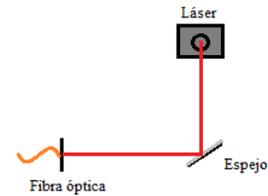


Figura 3. Montaje para la caracterización del láser.

### B. Caracterización

La caracterización del láser permite observar cómo cambia la longitud de onda con cambios de corriente o

<sup>4</sup>Full width at half maximum

<sup>5</sup>El locking consiste en realizar un barrido periódico de frecuencias sobre un rango de transiciones.

<sup>6</sup>Fue medida antes mediante señales de radio frecuencia pero no métodos ópticos.

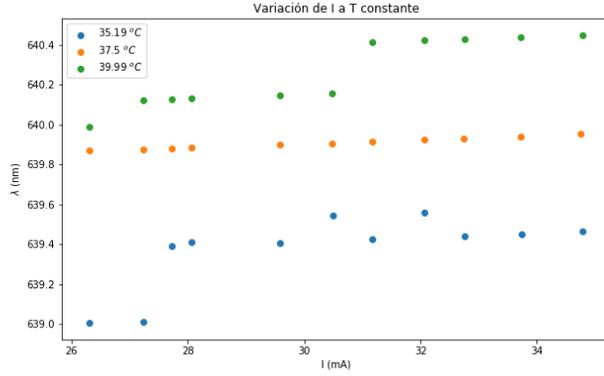


Figura 4. Cambio de la longitud de onda con el cambio de corriente a temperatura constante. Se hicieron 3 toma de datos para tres temperaturas diferentes. Se tomaron valores de corriente. Las incertidumbres son de  $\pm 0,01\text{mA}$ ,  $\pm 0,01\text{C}$  y de  $\pm 0,0001\text{nm}$  para la corriente, temperatura y longitud de onda respectivamente.

cambios de temperatura. Según las especificaciones técnicas del diodo láser, este diodo posee una longitud de onda de 650nm; opera en un rango de corrientes de 28mA-35mA y en un rango de temperaturas de  $-10^{\circ}\text{C}$  a  $70^{\circ}\text{C}$ .

Se realizaron varias tomas de datos variando la corriente a temperatura constante y variando la temperatura a corriente constante. Los resultados obtenidos se encuentran en las figuras 4 y 5.

Se puede notar en la figura 4 que en dos de las tres curvas la respuesta no es lineal, sino que existen ciertos saltos de longitud de onda. Sin embargo, estos saltos se justifican debido a la corriente límite, es decir, la corriente mínima que se necesita para que haya un cambio es decir, cuando la corriente es muy baja, cercana a el "threshold"(Umbral) el diodo presenta estos saltos debido a la saturación de corriente. Cuando la temperatura es  $37,50^{\circ}\text{C}$  encontramos una curva lineal estable, por lo cual es la temperatura que elegimos para trabajar, en esta se tiene la ecuación  $y = 1,01 * 10^{-2}x + 6,396007 * 10^2$  con un  $R^2$  de 0.998.

Por otra parte, al fijar la corriente  $I$  todas las curvas del cambio  $\lambda$  con el cambio de  $T$ , muestran una relación lineal. Las regresiones lineales muestran que la pendiente de estas cambia según la corriente, a medida que la corriente es mayor la pendiente disminuye sin embargo son muy similares. Cabe resaltar que variar la temperatura para variar  $\lambda$  requiere mayor tiempo pues la estabilización de  $\lambda$  debido a el PID demorará mas. El PID es un controlador que por sus siglas refiere a proporcional, integral y derivativo. En términos generales, el PID controla el feedback de la temperatura mediante la temperatura actual la cual es proporcional (P), la temperatura anterior (I) y la temperatura futura (D). Un buen manejo del PID permite que la calibración

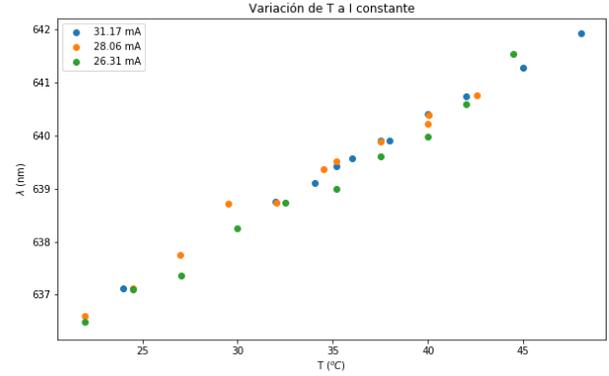


Figura 5. Cambio de la longitud de onda con el cambio de temperatura a corriente constante. Se hicieron 3 toma de datos para tres temperaturas diferentes. Las incertidumbres son de  $\pm 0,01\text{mA}$ ,  $\pm 0,01\text{C}$  y de  $\pm 0,0001\text{nm}$  para la corriente, temperatura y longitud de onda respectivamente.

de la temperatura del láser dure menos.

### C. Calibración del PID

Para calibrar el PID de forma adecuada se procede con los siguientes pasos:

1. Se pone el P, I y D en cero
2. Se incrementa el P hasta que la respuesta de una oscilación estable y suave.
3. Se incrementa el D hasta que las oscilaciones desaparezcan.
4. Se repite los dos pasos anteriores hasta que al aumentar D la oscilación no sea afectada.
5. Se incrementa el I hasta que no se presenten oscilaciones.

De esta forma, antes de ajustar el PID para que una temperatura específica se establezca demora 30 minutos, ajustando el PID demorará 1 minuto máximo.

Aunque según el fabricante la longitud de onda del láser alcanza los 650nm, con la calibración encontramos que para llegar a los 649nm, que es la  $\lambda$  donde se encuentran las transiciones a evaluar, se necesita una temperatura de aproximadamente  $90^{\circ}\text{C}$  o una corriente de 1000mA, según las regresiones de las gráficas. Estos valores de corriente y temperaturas son mucho mayores que los que soporta el diodo del láser, por lo cual no es posible evaluar estas líneas. Por lo tanto, se procedió a buscar las líneas dentro de nuestra longitud de onda.

Según la tabla 15 el yodo molecular tiene registradas cientos de miles de líneas, por lo cual se decidió trabajar en longitudes de onda a las que llega el láser. Entre los 639nm y 640nm encontramos más de 100 líneas espectrales, según el atlas de espectro de absorción del  $I_2$ .

#### IV. FLUORESCENCIA DE LA CELDA

Al atravesar el láser por la celda, este se encuentra con átomos de  $I_2$  donde la interacción hace que se exciten los estados electrónicos y por tanto al chocar con otros electrones estos pierden energía y por tanto decaerán a estados vibratorios fundamentales en resonancia, este proceso de decaimiento libera fotones y por tanto se genera el fenómeno de la fluorescencia. Por tanto, al estar en resonancia el láser junto con la frecuencia de el  $I_2$  tendremos un mayor fenómeno de fluorescencia como se observa en las figuras 6 y 7

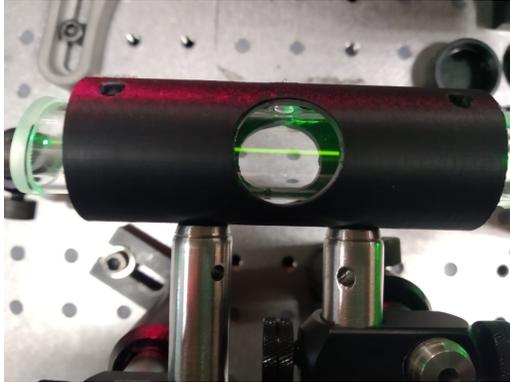


Figura 6. Yodo molecular  $I_2$  en fluorescencia máxima en el momento en que es atravesado por un haz de luz verde. Esta es una prueba que permite ver claramente la fluorescencia del yodo, ya que con un láser verde a línea es más notoria que con el rojo.

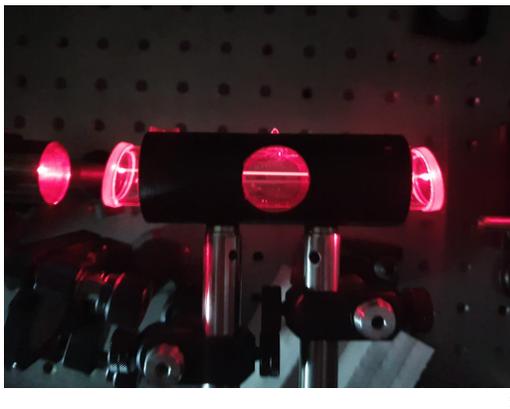


Figura 7. Yodo molecular  $I_2$  en fluorescencia máxima en el momento en que es atravesado por un haz de luz roja de 639,9518nm.

##### A. Montaje experimental

Se utilizó una celda de  $I_2$  de ThorLabs (GC19100-I - Iodine Quartz) por la cual se hace pasar el haz de luz del

diodo transversalmente. Debido a la finalidad del experimento se realizó una impresión en 3D para sostener la celda de tal forma que se pudiese observar la celda y el camino transversal estuviese libre como se observa en la figura 6. Además, para estabilizar la señal debio a la presencia de varias transiciones atómicas próximas de gran intensidad se utilizó rejilla Grating de una densidad de 1200 surcos/nm para lograr estabilizar la señal del láser.

##### B. Resultados

Debido a que la emisión de fluorescencia es un poco débil para la longitud de onda de nuestro láser primero se observó la resonancia para una longitud de onda verde. Al recibir la señal en un espectroscopio se observó la siguiente gráfica.

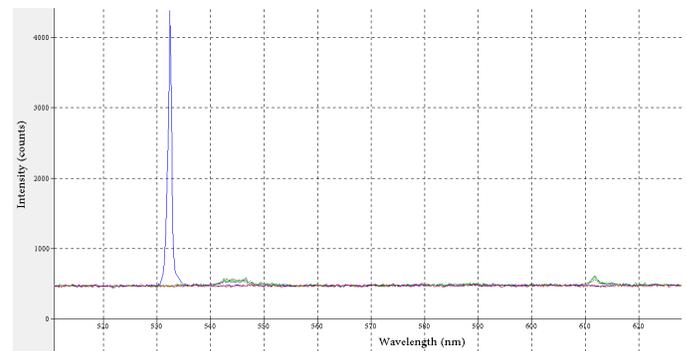


Figura 8. Espectro del montaje al hacer incidir una onda de luz verde emitida por un láser de onda variable (No estabilizado). La curva azul hace referencia a el espectro de luz incidente en la celda mientras que la curva verde a el espectro al salir de la celda. La curva roja muestra la el espectro dentro de la celda.

Como se puede observar en la figura 8, la luz después de atravesar la celda cambia de longitud de onda, esto se debe a la absorción de la celda. Además la amplitud de la intensidad resulta ser muy pequeña comparada con la intensidad de emisión del láser. Debido a la no estabilización del láser la longitud de onda de este varía con el tiempo. Esta variación permite realizar un barrido natural en las frecuencias del láser lo que se evidencia como oscilaciones en la fluorescencia del gas.

Procedemos a observar este fenómeno con el láser rojo. Muchas de las longitudes de resonancia se encuentran en la longitud de onda del verde, sin embargo, en el rojo también existe resonancia pero de menor nivel. Se espera observar fluorescencia leve con el láser rojo.

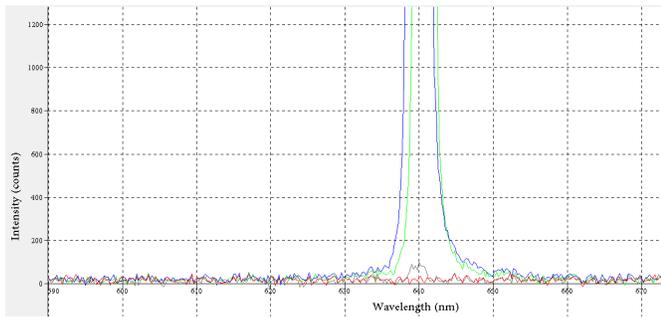


Figura 9. Espectro del montaje al hacer incidir una onda de luz roja emitida por un láser de onda estabilizada. La curva azul hace referencia a el espectro de luz incidente en la celda mientras que la curva verde a el espectro al salir de la celda. La curva gris muestra el espectro dentro de la celda.

Al observar la celda con el láser rojo como se observa en la figura 6 efectivamente se presenta fluorescencia donde se esperaba, sin embargo, al revisar la gráfica efectivamente se encuentra en menor intensidad respecto a la fluorescencia verde.

Al realizar una vez mas una variación en la longitud de onda del láser se observa oscilación en la fluorescencia que era lo que se esperaba. Según la caracterización del láser y la tabla anexa 15 entre 639.8126 y 639.9518 tendremos exactamente diez transiciones que se muestran en la tabla. Al realizar la variación de temperatura y por tanto barrido de longitud de onda efectivamente se encuentra un total de diez transiciones de acuerdo con el atlas del  $I_2$ , por lo tanto, identificamos la zona en la que vamos a trabajar.

## V. ABSORCIÓN CON FOTODIODO

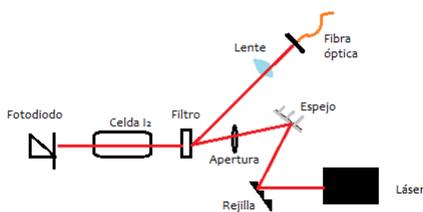


Figura 10. Montaje experimental utilizado para detectar la absorción del  $I_2$  y medir la longitud de onda del láser. La rejilla se utilizó para estabilizar el láser, de lo que se habla más adelante. El filtro de densidad neutra se utilizó para bajar la intensidad del haz y también lo refleja hacia la fibra óptica. El lente funcionaba para aumentar el ancho del haz.

Antes de realizar la absorción saturada se construyó el montaje para observar la absorción de la muestra. Para medir la absorción, se utilizó un fotodiodo conectado a un osciloscopio. Mediante un generador de ondas, se produjo una ondulación (en forma de dientes de sierra) que

se conectó a la corriente con el fin de hacer un escaneo periódico en un rango de frecuencias. Se esperaba encontrar oscilaciones en la señal del fotodiodo correspondientes a las líneas de transición, sin embargo, en el osciloscopio no se observó un cambio en la señal a medida que cambiaba la corriente.

Debido a los resultados no exitosos de la absorción, se planteó la hipótesis de que el posible problema radicaba en que la línea de fluorescencia era muy tenue, por lo cuál el fotodiodo no podía distinguirla de la luz del láser y sus reflexiones en la celda. Entonces, se calentó la muestra, pues aumentar la temperatura incrementa la presión de vapor de la celda y por lo tanto las moléculas se dispersarán de mejor forma a través de la celda acentuando los efectos de fluorescencia y por tanto logrando así mejorar la señal de absorción.

Inicialmente, la muestra se encontraba a alrededor de  $22^{\circ}C$ , con ayuda de una "Heat Gun" se aumento la temperatura de la muestra a cerca de los  $40-50^{\circ}C$  sin embargo, la temperatura no se pudo aumentar más debido a que el material con que está hecho el soporte de la celda tiene un punto de fusión en este rango. A pesar de el aumento de la temperatura con el calentamiento de la muestra, al efectuar la medición una vez mas no se vio ningún cambio en la toma de la absorción; el fotodiodo siguió sin detectar algún cambio.

Además, se utilizó una cámara del laboratorio para tomar fotografías de la línea de fluorescencia, ésta llevaba una lente la cual permitía multiplicar la distancia focal. La lente se colocó en un tubo de aproximadamente 8 cm, y se mantuvo a una distancia de 9cm para captar de mejor manera la línea de fluorescencia. Sin embargo, al igual que con el fotodiodo, no fue posible encontrar un modo en que la línea se observara, sólo se pudo ver reflejos del láser dentro de la celda ajenos a ésta. La luz de la línea es poco intensa, por lo cuál a través del largo tubo no llega luz a la cámara, por lo cual se observa mucha oscuridad.



Figura 11. Foto de la línea observada. No se encontraron resultados al medir sus cambios con un fotodiodo, a pesar de si verlo con los ojos. Además, a medida que a corriente va cambiando, esta línea se va encendiendo y apagando. La imagen se editó para ver más claramente la línea y no los reflejos de la luz en el resto del montaje.

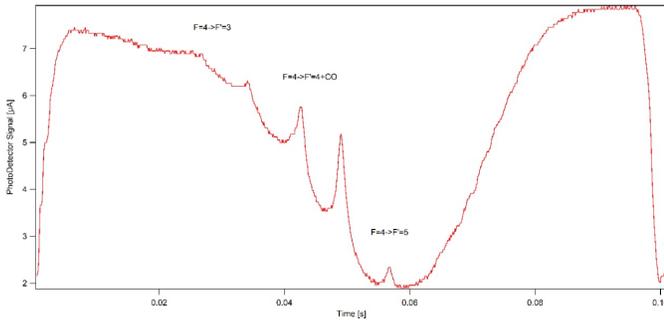


Figura 12. Referencia de como se esperaban ver las transiciones en el fotodiodo, esta imagen corresponde a una muestra de Cesio.<sup>7</sup>

## VI. ESTABILIZACIÓN DE LA LONGITUD DE ONDA

El feedback óptico se introduce en un láser cuando una parte de la luz vuelve al dispositivo, puede ser interno o externo. Éste tiene varios efectos sobre el funcionamiento de un láser, puede ser desventajoso, ya que puede causar inestabilidades no deseadas en la salida del láser, o ventajoso, ya que bajo ciertas condiciones puede mejorar varias características del láser, como aumentar la supresión del modo lateral y reducir el ancho de línea.<sup>[6]</sup> En este caso, se utilizó un feedback externo mediante una rejilla con el objetivo de estabilizar y lograr un ajuste controlado de la longitud de onda de emisión.

Las rejillas de difracción (tanto de transmisión como de reflexión) son componentes ópticos con una estructura periódica que dividen y difractan la luz en varios haces. La estructura de estas afecta la amplitud y/o fase de la onda incidente, causando interferencia en la onda de salida.

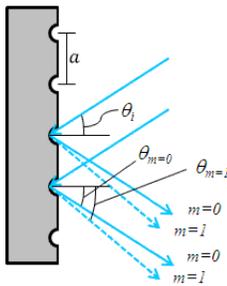


Figura 13. Rejilla de reflexión. Una rejilla reflectante se realiza tradicionalmente depositando un recubrimiento metálico sobre una óptica y rielando ranuras paralelas en la superficie. La luz se refleja fuera de la superficie reglada en diferentes ángulos correspondientes a diferentes órdenes y longitudes de onda.<sup>[7]</sup>

El proceso de feedback se describe a continuación. Primero, se apuntó el láser a la rejilla, luego se observaron los haces de luz difractados, cada uno correspondía a un orden distinto. Se tomó el haz con menor potencia, el cual

corresponde al haz de orden más bajo, después la rejilla se movió de forma que este haz se reflejaba directamente en el láser. Por último, el haz sobrante se utilizó durante el resto del experimento. Es importante hacer feedback para que la longitud de onda se pueda controlar más, ya que sin éste la fibra óptica mide varios modos al tiempo por lo cual la  $\lambda$  permanece cambiando y da grandes saltos.

En un principio, se utilizó una rejilla de 1200 ranuras/mm, pero la estabilización del láser con esta no fue la ideal. Por lo cual se utilizó una de 3200 ranuras/mm, pero esta tampoco fue útil porque sólo difractaba el láser en un haz. Finalmente, se utilizó la rejilla de 2400 ranuras/mm para el feedback. A pesar de que esta permitió ver un láser más estable, sus saltos en algunas regiones son considerables, pues lo ideal era encontrar una estabilización que permitiera sacar varios datos con cambios de 0.0001 nm.

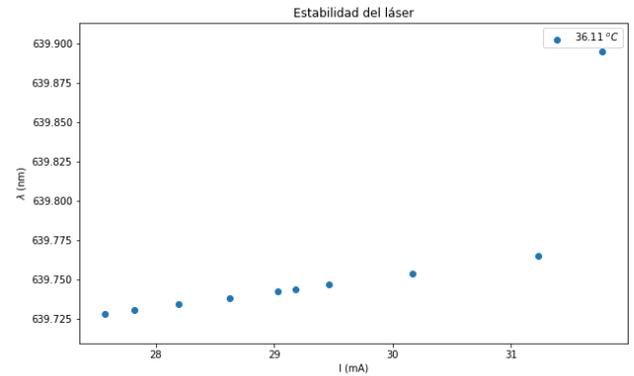


Figura 14. Escaneo del láser. Este escaneo se hizo con la rejilla de 2400 ranuras/mm y comprende un  $\Delta\nu=112\text{GHz}$ . Los puntos siguen una relación lineal, pero el último aumenta bastante debido al cambio de modo.

## VII. PROBLEMA Y SOLUCIONES

El mayor problema de este experimento radica principalmente en la muestra de trabajo, pues a temperatura ambiente o temperaturas un poco más altas presenta una línea de fluorescencia bastante tenue. Y debido a falta de los instrumentos o materiales (como horno y soporte) necesarios para calentar la celda, sólo se realizaron las medidas con temperaturas relativamente bajas. Incluso se pudo ver en ocasiones que a temperatura ambiente una pequeña cantidad de  $I_2$  se cristalizaba.

La solución principal es conseguir herramientas para calentar la muestra de manera homogénea y controlada. La segunda, consiste en conseguir fotodiodos con resistencias altas para aumentar la sensibilidad. Además, se debe realizar una buena colimación del láser, pues su haz no debe cambiar mucho con la distancia. Otro problema es sobre el diodo láser. Este posee una gran variación

en frecuencia incluso con un buen ajuste de PID por lo tanto, se requiere un diodo con mayor precisión.

## VIII. CONCLUSIONES

La caracterización del láser muestra a través de las gráficas que este posee una gran cantidad de discontinuidades o saltos por los cuales la longitud de onda cambia drásticamente, a partir de esto se observa junto con la figura 14 la dificultad de realizar un barrido en las longitudes de onda deseadas pues ni con el piezoeléctrico, con la frecuencia o alguna combinación de estas se tiene una resolución mas grande de la que se presenta un salto, esto es que la longitud de onda del láser mismo oscila a una amplitud mayor a la que se requiere para realizar una espectroscopía de absorción saturada. Además, se pudo observar una línea de fluorescencia que corres-

ponde a interacciones entre el láser y el yodo asociados a las transiciones, pero esta fluorescencia no pudo ser medida debido a que la línea era tenue con respecto a la luz del láser y sus reflexiones sobre la misma celda. Por lo anterior, se llegó a la conclusión que se debe aumentar la temperatura de la muestra y mejorar la sensibilidad del fotodetector con el fin de observar la absorción y realizar la espectroscopía libre de efecto Doppler.

## IX. AGRADECIMIENTOS

Agradecemos a la doctora Mayerlin Nuñez P. por su paciencia y orientación en el laboratorio, igualmente agradecemos a el analista del laboratorio Johnny Tenorio A. por su ayuda con el uso de los equipos y orientación en el laboratorio. Agradecemos igualmente a todos los que nos ayudaron en el laboratorio.

- 
- [1] Espectroscopia de saturación libre de efecto doppler. [https://es.wikipedia.org/wiki/Espectroscopia\\_de\\_saturaci%C3%B3n\\_libre\\_de\\_efecto\\_Doppler](https://es.wikipedia.org/wiki/Espectroscopia_de_saturaci%C3%B3n_libre_de_efecto_Doppler), 2019.
  - [2] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms. 49(1):31–75, 1977. 31.
  - [3] Espectroscopia de saturación libre de efecto doppler. [https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=5616year={2019}](https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5616year={2019}).
  - [4] C. J. Foot. chapter Atomic physics. Oxford master series in atomic, optical and laser physics. Oxford University Press, Oxford ;, 2005.
  - [5] J.R. Maat. *Effects of external parameters on the line shape of hyperfine lines in molecular iodine*. 2016.
  - [6] Britta Leonhäuser, Heiko Kissel, Jens W Tomm, Martin Hempel, Andreas Unger, and Jens Biesenbach. High-power diode lasers under external optical feedback. In *High-Power Diode Laser Technology and Applications XIII*, volume 9348, page 93480M. International Society for Optics and Photonics, 2015.
  - [7] Visible ruled reflective diffraction gratings. [https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=8626](https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=8626), 2018.
  - [8] Wolfgang Demtröder. Laser spectroscopy - basic concepts and instrumentation: Wolfgang demtröder.
  - [9] Eugene Hecht and Hecht. Optics, 5th edition.
  - [10] S. Gernsternkorn. *Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode 14 800 - 20 000 cm-1 - Complément*. 1981.
  - [11] David Griffiths. *Introduction to electrodynamics*. 1981.
  - [12] C. Cohen-Tannoudji. *Quantum Mechanics*. 1973.
  - [13] FelixFelix 57222 gold badges88 silver badges1010 bronze badges, hauptmechhauptmech 3, Joe BakerJoe Baker 53733 silver badges1515 bronze badges, TimWescott-TimWescott 1, RobzRobz 1, danieldaniel 14111 bronze badge, georgebrindeirogeorgebrindeiro 1, Guy Sirton-Guy Sirton 1, Throwback1986Throwback1986 28111 silver badge44 bronze badges, Benyamin JafariBenyamin Jafari 1851010 bronze badges, and et al. What are good strategies for tuning pid loops?, Jan 1963.

## X. ANEXOS

[H]

		15626.1361	9	R150( 8- 4)	15626.1385	-2.4
817	15626.2996	15626.2943	17	R 90( 5- 3)	15626.2939	.4
		15626.3370	11	P139( 6- 3)	15626.3392	-2.2
				P 65( 3- 2)	15626.3529	
		15626.5459	10	P144( 8- 4)	15626.5482	-2.3
		15626.5826	10	R145( 6- 3)	15626.5743	8.3
				P131( 4- 2)	15626.7533	
818	15627.0522	15627.0470	44	R 71( 3- 2)	15627.0343	12.7
818	15627.0522	15627.0470	44	P 95( 7- 4)	15627.0470	.0
819	15627.2072	15627.2019	39	R101( 7- 4)	15627.2021	-.2
820	15627.3359	15627.3307	24	P 83( 5- 3)	15627.3281	2.6
		15627.3925	14	R108( 9- 5)	15627.3933	-.9
		15627.4418	6	P106(11- 6)	15627.4395	-2.3
		15627.5422	11	P 64( 3- 2)	15627.5322	10.0
		15627.5422	11	R137( 4- 2)	15627.5507	-8.4
		15627.5736	5			
821	15627.6982	15627.6930	16	P102( 9- 5)	15627.6923	.7
822	15627.8374	15627.8322	25	R 89( 5- 3)	15627.8335	-1.3
		15628.1685	4			
				R 70( 3- 2)	15628.2045	
		15628.2732	8			
		15628.5424	8	P146(10- 5)	15628.5417	.6
		15628.6991	7	P 63( 3- 2)	15628.6941	5.0
823	15628.8352	15628.8300	40	P 94( 7- 4)	15628.8285	1.5
				P 82( 5- 3)	15628.8539	
				R149( 8- 4)	15628.8872	
		15628.9181	10	P138( 6- 3)	15628.9193	-1.2
824	15628.9900	15628.9847	35	R100( 7- 4)	15628.9843	.5
				P130( 4- 2)	15629.1282	
		15629.1493	8	R144( 6- 3)	15629.1578	-8.5
		15629.2491	7			
		15629.2898	14	P143( 8- 4)	15629.2883	1.5
825	15629.3608	15629.3556	34	R 88( 5- 3)	15629.3551	.5
825	15629.3608	15629.3556	34	R107( 9- 5)	15629.3563	-.7
825	15629.3608	15629.3556	34	R 69( 3- 2)	15629.3574	-1.8
826	15629.6539	15629.6487	17	P101( 9- 5)	15629.6495	-.9
		15629.8462	7	P 62( 3- 2)	15629.8387	7.4
				R136( 4- 2)	15629.9235	

Figura 15. Atlas para 639 a 640 nm del Iodine ( $I_2$ )