



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESPECTROSCOPIA DE DOS FOTONES PARA
EXPERIMENTOS CON MEZCLADO DE
CUATRO ONDAS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

PRESENTA:

LUIS ALBERTO MENDOZA LÓPEZ

TUTOR

DR. DANIEL SAHAGÚN SÁNCHEZ



CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX.

2017



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

Mendoza

López

Luis Alberto

21 56 29 64

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

307136857

2. Datos del tutor

Dr.

Daniel

Sahagún

Sánchez

3. Datos del sinodal 1

Dr.

José Ignacio

Jiménez

Mier y Terán

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Fernando

Ramírez

Martínez

5. Datos del sinodal 3

Dr.

Jesús

Garduño

Mejía

6. Datos del sinodal 4

Dr.

Jorge Amin

Seman

Harutinian

7. Datos del trabajo escrito

Espectroscopía de dos fotones para experimentos con mezclado de cuatro ondas.

75 p

2017

Agradecimientos

A las personas que conforman el jurado: Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán, Dr. Fernando Ramírez Martínez, Dr. Jesús Garduño Mejía y Dr. Jorge Amin Seman Harutinian, por haber aceptado ser mis sinodales, por su tiempo y las observaciones que hicieron posible la conclusión de este trabajo.

En particular, a mi asesor de tesis el Dr. Daniel Sahagún Sánchez quién me ofreció la oportunidad de conocer y trabajar en el fascinante campo de la óptica cuántica y átomos fríos. Gracias por toda la guía, apoyo y buena disposición que recibí de su parte durante mi proyecto de tesis.

A la Dra. Yaneth M. Torres por estar ahí resolviendo mis dudas, ayudandome y regalandome sabios consejos. Por todos los ánimos para seguir adelante, y sobretodo por crear un ambiente alegre y de trabajo en equipo durante tu estancia en el laboratorio.

Al M. en C. Rodrigo Alejandro Gutiérrez Arenas quién me ayudó en la construcción de los circuitos requeridos en mi trabajo, una tarea que no hubiera podido realizar sin toda la paciencia, tiempo y conocimientos brindados de su parte.

A todos mis compañeros, Jorge, Irvin, Diegote, Julio, Adrian, Dieguito, Yves, con los que he convivido y compartido excelentes momentos, tanto en el laboratorio como en los congresos.

A mis mejores amigos, Marco, Uriel y Juan Carlos por estar acompañandome en esta aventura llamada vida, la cual es más divertida con amigos como ustedes.

A mi familia en general por el apoyo que siempre me brindaron día a día en el transcurso de cada año de mi carrera universitaria.

A todos aquellos que siguen estando cerca de mi y que le regalan a mi vida algo de ellos.

Y finalmente, a los proyectos de investigación: CONACyT con número 153190 y al PAPIIT con clave IA103216.

*“Un día encontraremos lo que
estamos buscando. O quizás no.
Quizás encontremos algo
mucho más grande.”*
Mario Luna.

Resumen

En esta tesis se presenta un sistema de espectroscopia con el objeto de estimular la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ en átomos de rubidio. Dicho sistema está constituido por un par de arreglos ópticos. El primero de éstos cuenta con un láser estabilizado en 780 nm usando espectroscopia de absorción saturada y modulación de los estados Zeeman. Este láser es utilizado para excitar la primera transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ así como para proporcionar luz a diversos experimentos, por ejemplo, al enfriamiento de átomos. Por otro lado, el segundo arreglo posee un láser centrado en 776 nm esencial en la estimulación de los átomos al estado $5D_{3/2}$ para su posterior decaimiento espontáneo al estado base. El trabajo hecho en esta tesis concluyó cuando se observó evidencia de la doble excitación.

Este sistema es el primer paso en la realización de una serie de experimentos de mezclado de cuatro ondas para generar luz correlacionada tanto en átomos fríos, dentro de una trampa magneto-óptica como en átomos calientes en celda de espectroscopia.

Índice general

Agradecimientos	V
Resumen	VII
Índice general	IX
Índice de figuras	XI
1. Introducción	1
1.1. Contribución	3
2. Átomo de rubidio	5
2.1. Estructura principal	5
2.2. Interacción espín-órbita	8
2.3. Estructura hiperfina	12
2.4. Transiciones en rubidio	15
3. Espectroscopia	17
3.1. Diodo láser de cavidad externa	17
3.1.1. Controlador de diodo láser	19
3.2. Ancho de línea natural de las transiciones de absorción.	22
3.3. Espectroscopia de absorción	24
3.4. Espectroscopia de absorción saturada	27
3.4.1. Transiciones entrecruzadas	29
3.5. Espectroscopia de polarización	30
3.6. Espectroscopia de dos fotones	31
4. Espectroscopia de dos fotones: experimento	35
4.1. Láser maestro	36
4.1.1. Arreglo de espectroscopia de absorción saturada	36
4.1.2. Espectro de absorción saturada	39

4.1.3. Sistema de anclado	41
Modulación Zeeman	42
Circuito RLC	43
Señal de dispersión	47
4.2. Haz de 776 nm	49
4.2.1. Arreglo de espectroscopia de dos fotones	49
5. Conclusiones	53
Bibliografía	55

Índice de figuras

1.1. Esquema tipo diamante para experimentos de mezclado de cuatro ondas (v_1 , v_2 , v_3 , v_4). Esta configuración está constituida por los cuatro niveles de energía: <i>I</i> , <i>II</i> , <i>III</i> y <i>IV</i>	3
2.1. Configuración electrónica, niveles finos e hiperfinos del ^{85}Rb y ^{87}Rb [55, 56, 58].	14
2.2. Ciclos de transiciones útiles a los propositos de este trabajo [58].	16
3.1. Esquema de un <i>catete</i> ECDL [65], el cual usa un filtro de interferencia (IF) para seleccionar la longitud de onda sin alterar la dirección o posición del haz. (LD) Diodo láser; (CL) Lente colimadora; (PZT) Piezoeléctrico; (OC) acoplador de salida de transmisión parcial; (L_1 , L_2) Lentes.	18
3.2. Controlador de láser diodo (DLC) MOGLabs [69]. El panel frontal está compuesto por cuatro módulos: DIODO, SCAN, FEEDBACK y MONITOR. . .	20
3.3. (Arriba) Señal tipo <i>diente de sierra</i> aplicada al piezoeléctrico. El desplazamiento vertical de la frecuencia central y el alcance del barrido (amplitud) de la señal se llevan a cabo por las perillas FREQUENCY y SPAN, respectivamente. (Abajo) Señal de sincronización trigger [69].	21
3.4. Perfil Lorentziano de una línea espectral.	24
3.5. Efecto Doppler observado en la frecuencia de radiación. Cuando el átomo se mueve hacia el láser, existe un corrimiento al azul ν_+ . Por el contrario, si se mueve alejándose del láser, se observa un corrimiento al rojo ν_-	25
3.6. Perfil de una distribución de velocidades <i>Maxwell-Boltzmann</i> para un ensemble de átomos.	26
3.7. Espectroscopia de absorción. Al pasar el haz láser en la celda de Rb parte de la luz excita la transición $E_g \rightarrow E_i$ en los átomos dentro de la celda, y el resto llega al detector. La gráfica muestra la intensidad medida por el detector en función de la frecuencia ν del láser (pozo Doppler).	27

3.8.	Espectroscopia de absorción saturada. Un láser es dividido en un haz de prueba débil y un haz de bombeo más intenso, y son enviados contrapropagantes a través de la celda. El haz de bombeo es el responsable de saturar el nivel E_i , y a su vez la intensidad del haz de prueba es medida al llegar al detector, con el fin de obtener el espectro. (DHNP) Divisor de haz no polarizante.	28
3.9.	Espectro de absorción saturada. Es la señal obtenida al medir la intensidad del haz de prueba durante el barrido de frecuencia del láser. Se puede observar un pico, correspondiente a una transición hiperfina, libre de Doppler. . .	29
3.10.	Espectroscopia de polarización. Dos haces contrapropagantes atraviesan la celda. El primer haz (de bombeo) induce una birrefringencia en el medio, y el segundo haz (de prueba) al interactuar con los átomos, experimenta un cambio en la intensidad de sus componentes de polarización medida por un par de detectores. Un retardador de cuarto de onda ($\lambda/4$) es usado para proporcionar polarización circular al haz de bombeo. (DHNP) Divisor de haz no polarizante; (DHP) Divisor de haz polarizante.	31
3.11.	Espectroscopia de dos fotones. Los electrones atómicos son llevados del estado base g al estado i con energía E_i mediante un haz de frecuencia ν_2 . Una vez ahí, un segundo haz de frecuencia ν_1 los lleva al estado final f con energía E_f	32
4.1.	Configuración diamante para experimentos de mezclado de cuatro ondas con átomos de ^{87}Rb , utilizado en el Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica del IF-UNAM.	36
4.2.	Arreglo de espectroscopia de absorción saturada. Todo el arreglo óptico está pegado sobre una placa de granito, y está constituido por una rama de espectroscopia y una rama de salidas a fibra óptica dirigidas hacia diferentes experimentos. En la rama de espectroscopia, el diámetro del haz es amplificado y hecho pasar por la celda de Rb para luego ser atenuado y reflejado. Después de atravesar la celda por segunda vez, el haz incide en el fotodetector. La rama de salidas envía luz hacia otros experimentos por medio de cables de fibra óptica. (DHP) Divisor de haz polarizante ($\lambda/2$) Retardador de media onda ($\lambda/4$) Retardador de cuarto de onda.	37
4.3.	Espectro de absorción saturada, en cual se pueden observar los cuatro pozos de la línea D2 del ^{85}Rb y ^{87}Rb . Disminuyendo la amplitud del barrido es posible ver con más detalle cada uno de los picos hiperfinos dentro de los pozos.	40
4.4.	El circuito RLC está compuesto por la bobina B_z , un resistencia R y cuatro capacitores en paralelo, equivalentes a un capacitor C . La corriente I en el circuito es producida por el generador del DLC ($\sim V_1$) a través de un transformador formado por las bobinas B_1 y B_z	45

4.5. Celda de Rb enrollada por la bobina Zeeman (115 vueltas), y a su vez por la bobina primaria (11 vueltas), montada en el PCB del circuito RLC.	47
4.6. Señal de dispersión del pozo ^{87}Rb $F=2$. La señal está optimizada para que la frecuencia de transición a $F'=3$ cruce por cero, y su pendiente sea máxima. .	48
4.7. Arreglo de espectroscopia de dos fotones se divide en tres ramas: (blanco) espectroscopia, (verde) detección y (azul) modulación. (DHNP) Divisor de haz no polarizante; (AOM) Modulador acústico-óptico; (DHP) Divisor de haz polarizante.	49
4.8. Fluorescencia azul emitida por el decaimiento desde los estados $6P_{1/2}$ y $6P_{3/2}$ al estado base $5S$ en ^{87}Rb . Las potencias del haz de bombeo (780 nm) y el haz de prueba (776 nm) son de 55.3 mW y 15.5 mW, respectivamente. 51	
4.9. Señal de dispersión obtenida para el anclamiento del haz de 780 nm. Se puede observar la pendiente que cruza por cero en la frecuencia de la transición $5P_{3/2}$ $F'=3 \rightarrow 5D_{5/2}$ $F''=4$ del ^{85}Rb	52

Capítulo 1

Introducción

La espectroscopia es una técnica experimental que estudia la interacción entre la luz y la materia, nacida en el siglo XIX cuando Joseph Fraunhofer descubrió lo que actualmente conocemos como líneas espectrales [1]. El posterior estudio de los espectros de luz, conformados por estas líneas y característicos de cada elemento en la tabla periódica, dio origen a la física atómica. Este campo en la física está estrechamente entrelazado con el desarrollo de la mecánica cuántica desde la aparición del primer modelo del átomo de hidrógeno propuesto por Bohr en 1913, que podía explicar teóricamente la procedencia de dichos espectros [2].

A partir de ahí, los avances en el conocimiento sobre la estructura del átomo se dieron a través de la interacción entre la teoría y el experimento. Ese es el caso de la formulación de la ecuación de Schrödinger en 1925 [3] que aunada a la inclusión del espín del electrón en 1927 [4,5] esclareció fenómenos debidos a la estructura fina, como el efecto Zeeman anómalo [6].

La aparición del láser a finales de la década de los 50 [7,8] impulsó una revolución hacia nuevas técnicas de espectroscopia de alta resolución, haciendo posible la observación de los espectros sin el ensanchamiento Doppler y la medición de la estructura hiperfina de varios átomos y moléculas. Entre estas técnicas se encuentran: la absorción de dos fotones [9], la absorción saturada [10] y la espectroscopia de polarización [11,12].

Luego de que el láser se convirtiera en un paradigma, en 1975 surgen las primeras ideas sobre el enfriamiento láser (reducción de las velocidades térmicas usando fuerzas radiativas),

tanto en iones [13] como en átomos neutros [14], las cuales no tardaron en ser demostradas experimentalmente [15-18]. Hay dos razones principales por las que el enfriamiento de átomos captó el interés de los científicos: una fue el deseo de reducir los efectos de movimiento en la espectroscopia, y la segunda la posibilidad de tener átomos neutros (o iones) lo suficientemente lentos para ser confinados por fuerzas ópticas y/o magnéticas.

Los primeros intentos exitosos de atrapamiento se lograron en iones individuales en 1980 [19], por medio de trampas electromagnéticas [20,21]. Cinco años más tarde, se consiguió atrapar átomos neutros mediante distintos métodos como la melaza óptica (técnica de enfriamiento láser) [22], las trampas magnéticas [23], y un poco después con trampas ópticas (ahora conocidas como trampas dipolares) [24]. Con esto se establecieron las bases para el diseño de un nuevo tipo de trampa híbrida (la más común actualmente) para átomos neutros que emplea el enfriamiento láser y las trampas magneto-ópticas (MOT por sus siglas en inglés), demostrada por primera vez en 1987 [25]. Una característica a destacar de la MOT es su capacidad para mantener atrapados entre 10^6 y 10^{10} átomos por debajo de una temperatura de 1 mK por tiempo indefinido, utilizando diodos láser [26,54]. Además de su simplicidad y bajos costes, los láseres de diodo ofrecen una estabilidad y fiabilidad insuperables [27].

La MOT resultó ser una herramienta vital para los físicos atómicos al convertirse en un paso estándar para confinar átomos y permitir la observación de nuevos fenómenos, entre los cuales se destacan la condensación de Bose-Einstein de un gas atómico [28,29], y la generación de pares de fotones correlacionados cuánticamente en átomos fríos [30-32]. Esto último ha sido importante en la implementación de una gran variedad de experimentos de óptica cuántica, desde pruebas fundamentales surgidas del teorema de Bell [33, 80] hasta aplicaciones en computación y comunicación cuántica [34], criptografía cuántica [35], imágenes cuánticas [36] y litografía cuántica [37].

Una manera de generar pares de fotones está basada en el proceso de mezclado de cuatro ondas (FWM por sus siglas en inglés), el cual involucra la interacción paramétrica entre cuatro fotones ($\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$) en un medio no lineal, por ejemplo, en fibras ópticas [38-40], en celdas de vapor caliente [41,42], y en átomos fríos (en MOT) [30,43]. Experimentalmente, el FWM se realiza utilizando un esquema de transiciones, e. g., el doble lambda [44,45], el

escalera [46,47], ó el diamante [48]; todos ellos conformados por cuatro estados (nombrados *I*, *II*, *III*, *IV* en la fig. 1.1).

1.1. Contribución

El Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica, IF-UNAM, tiene por objetivo crear sistemas cuánticos de luz y materia, motivado por la oportunidad de realizar estudios de metrología [49], tomografía [50] e información cuántica [51]. Para ello, se ha desarrollado un proyecto que busca construir una fuente de pares de fotones correlacionados a partir del FWM en átomos de rubidio [52,53], usando un esquema tipo diamante (ver fig. 1.1).

En la configuración diamante, dos fotones (ν_1, ν_2) se encargan de estimular la transición $I \rightarrow III$, y luego, mediante un decaimiento en cascada se genera el par de fotones (ν_3, ν_4).

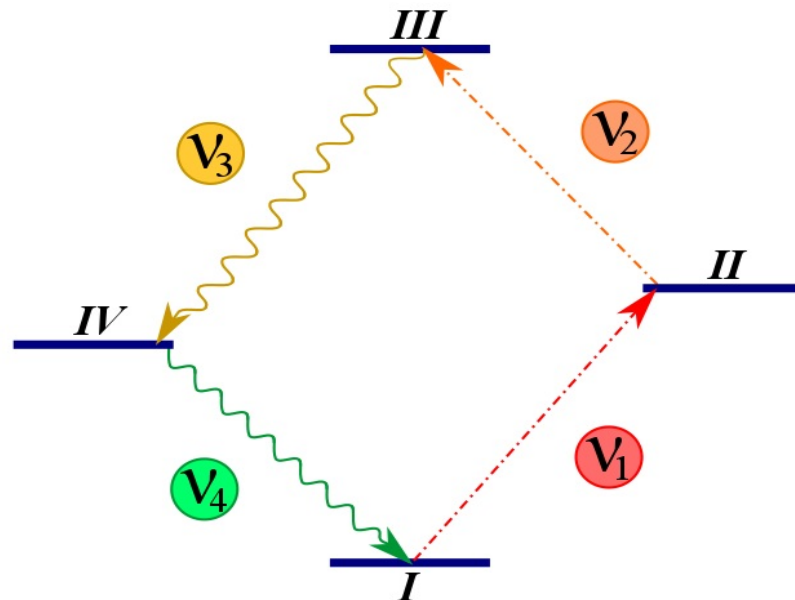


Figura 1.1: Esquema tipo diamante para experimentos de mezclado de cuatro ondas ($\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$). Esta configuración está constituida por los cuatro niveles de energía: *I*, *II*, *III* y *IV*.

El objetivo principal de esta tesis fue el diseño y construcción de los dos arreglos de espectroscopia que permiten estimular la transición de dos fotones $I \rightarrow III$. El primer arreglo se estabilizó en la frecuencia ν_1 para excitar la transición $I \rightarrow II$ y adicionalmente, proporcionar

luz que será utilizada en otros experimentos dentro del laboratorio, e. g., en el enfriamiento de átomos. Por otro lado, el segundo arreglo fue sintonizado a la frecuencia ν_2 para inducir la transición $II \rightarrow III$.

En el siguiente capítulo se comienza exponiendo la estructura del átomo de rubidio, esencial para conocer las transiciones dipolares eléctricas entre los niveles hiperfinos y poder interpretar los espectros de absorción. En el capítulo 3 se describen los láseres y los respectivos controladores empleados, así como los principios en los que se basan las técnicas de espectroscopia de absorción saturada, polarización y de dos fotones, utilizadas en su estabilización.

El diseño, desarrollo e implementación experimental del arreglo espectroscópico de dos fotones se presenta en el capítulo 4. La espectroscopia de absorción saturada y de polarización hacen posible obtener los espectros y las señales de error, con las que se ancla la frecuencia (ν_1, ν_2) de los láseres. Una vez que los átomos absorben los fotones ν_1 y ν_2 llegan al estado III pasando por II , y decaen espontáneamente al estado base I . Uno de los decaimientos se da por la emisión en cascada de un fotón infrarrojo ν_3 al estado IV , seguido por la emisión de un fotón ν_4 que posee una longitud de onda en el espectro visible (ver fig. 2.2), el cual resulta importante en el procedimiento experimental porque se usa como referencia para sintonizar la frecuencia ν_2 . Todas las señales conseguidas son mostradas y explicadas, así como el proceso para alcanzar la fluorescencia azul (ν_4).

Finalmente, las conclusiones y expectativas a futuro se presentan en el capítulo 5.

Capítulo 2

Átomo de rubidio

La espectroscopia de alta precisión, el enfriamiento y el atrapamiento láser suelen emplear los elementos alcalinos, debido a que los átomos correspondientes a este grupo de la tabla periódica poseen un solo electrón de valencia, una característica útil ya que resulta relativamente sencillo crear sistemas efectivos de dos niveles.

El elemento alcalino utilizado para los experimentos de espectroscopia en el Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica es el átomo de Rubidio (Rb), debido a su relativa facilidad para enfriarlo, ya que cuenta con transiciones dipolares que son excitables con láseres de diodo en el infrarrojo cercano que son los más comunes y accesibles.

2.1. Estructura principal

La *aproximación de campo central* es una descripción de un átomo alcalino visto como un solo electrón orbitando alrededor de una bola, constituida por el núcleo atómico rodeado de los $N - 1$ electrones restantes, con una carga neta de $+1e$. Además, se ignoran los momentos nucleares y electrónicos magnéticos y se asume que gran parte de la repulsión entre electrones puede ser tratada como un potencial central $S(r)$. Por lo tanto, en esta aproximación el

potencial efectivo depende únicamente de las coordenadas radiales, de la forma [54]

$$V(r) = -\frac{Ze^2/4\pi\epsilon_0}{r} + S(r), \quad (2.1)$$

donde el primer término es el potencial central de un campo eléctrico radial resultado de la distribución de carga del núcleo y los demás electrones del átomo.

El Hamiltoniano para N electrones es la suma de la energía cinética y energía potencial para cada electrón en el interior de un campo central, es decir [81]

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=1}^N \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V(r_i) \right] \\ &= \sum_{i=1}^N h_i, \quad h_i \equiv -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V(r_i). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Para el potencial de la ec. 2.1, la correspondiente ecuación de Shrödinger de una función de onda $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N)$ para N electrones, es

$$H\psi = \sum_{i=1}^N h_i\psi = E_{atom}\psi \quad (2.3)$$

y puede ser separada en N ecuaciones, una para cada electrón. Una solución para la ec. 2.3 puede expresarse como

$$\psi = \phi_{a_1}(\vec{r}_1)\phi_{a_2}(\vec{r}_2)\phi_{a_3}(\vec{r}_3)\dots\phi_{a_N}(\vec{r}_N) \quad (2.4)$$

donde las funciones de onda de los electrones individuales $\phi_{a_1}(\vec{r}_1), \phi_{a_2}(\vec{r}_2), \dots, \phi_{a_N}(\vec{r}_N)$ son soluciones de la ecuación

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \phi_{nlm_l}(\vec{r}) = E_{nl} \phi_{nlm_l}(\vec{r}) \quad (2.5)$$

y el subíndice a_i en (2.4) hace referencia a los números cuánticos $(n_i l_i m_{l_i})$ del electrón i . Puesto que el potencial $V(r_i)$ es central, la función de onda $\phi_{nlm_l}(\vec{r}_i)$ es el producto de las

funciones radiales por los armónicos esféricos,

$$\phi_{nlm_l}(\vec{r}) = R_{nl}(r)Y_{l,m_l}(\theta, \Phi) \quad (2.6)$$

De manera que, el estado del sistema (configuración electrónica) se especifica indicando, para cada uno de los N electrones del átomo, los números cuánticos:

- n : Número cuántico principal que caracteriza la dependencia radial de la función de onda y determina la energía de los átomos.
- ℓ : Número cuántico de momento angular orbital (admite valores entre 0 y $n - 1$), caracteriza la dependencia angular de la función de onda y la magnitud del momento angular orbital $\vec{\ell}$ de un electrón individual.
- m_ℓ : Número cuántico magnético que caracteriza la proyección de $\vec{\ell}$ sobre algún eje de cuantización arbitrario y toma valores entre $-\ell$ y ℓ .

Cabe mencionar que hasta ahora no se ha introducido el espín del electron en este modelo de campo central, lo cual se dejará para la siguiente sección. Entonces, de acuerdo a estos tres números cuánticos, la configuración electrónica base del Rb queda como:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s \quad (2.7)$$

donde los enteros del 1 al 5 representan el número principal n . Las letras s , p y d especifican el número cuántico ℓ (0, 1 y 2 respectivamente). El superíndice indica el número de electrones con esos valores de n y ℓ , y la ausencia de este se entiende como un único electrón en dicho nivel. Siguiendo con la notación, el primer estado excitado para el electrón de valencia del Rb es el $5p$.

El rubidio cuenta con dos isotopos naturales: ^{85}Rb y ^{87}Rb , algunas de sus características más relevantes aparecen en la tabla 2.1.

Hasta ahora se ha considerado que la única energía aquí involucrada es la debida a la atracción entre el núcleo y los electrones, es decir, la fuerza de *Coulomb*. Si bien esto no es cierto (como se verá en la siguiente sección), sí lo es que la energía debida a esa atracción es con mucha diferencia la dominante. Tanto es así que la estructura de niveles energéticos

Isótopo	Abundancia natural relativa	Espín nuclear, I	Masa (u.a.)	Tiempo de vida (años)
^{85}Rb	72.17 %	5/2	84.911	Estable
^{87}Rb	27.83 %	3/2	86.909	4.88×10^{10}

Tabla 2.1: Isotopos de Rubidio [55,56].

debida a ella se denomina a veces *estructura principal o gruesa*.

2.2. Interacción espín-órbita

Cuando el electrón de valencia en un átomo hidrogenoide se encuentra en el estado "ns" ($n = 1, 2, \dots$ y $\ell = 0$), su momento angular orbital es cero, por lo que no existe momento magnético $\vec{\mu}$ asociado de acuerdo a la siguiente ecuación

$$\vec{\mu} = -\frac{\mu_B}{\hbar} \vec{\ell}, \quad (2.8)$$

donde μ_B es el magnetón de Bohr y $\vec{\ell}$ es el vector de momento angular cuya magnitud es caracterizada por el número cuántico ℓ de la forma $|\vec{\ell}| = \ell\sqrt{(\ell+1)}\hbar$.

En 1922, dos científicos: O. Stern y W. Gerlach observaron que, al hacer pasar un haz de átomos de plata o alcalinos a través de un campo magnético, se separaban en dos haces simétricos en la dirección del campo. Teóricamente estos elementos en su estado base no deben tener momento magnético neto y por lo tanto no deberían interaccionar con un campo magnético externo.

Dicho experimento no podía ser explicado a partir de la Mecánica Clásica ni tampoco por la Mecánica Cuántica desarrollada al momento. Para justificar los resultados experimentales anteriores G. E. Uhlenbeck y S. A. Goudsmit propusieron en 1925 [4] que, además de su momento angular orbital $\vec{\ell}$ el electrón posee un momento angular intrínseco \vec{s} descrito por:

- s : Número cuántico de momento angular de espín o, simplemente, espín. Admite un único valor de $1/2$ y caracteriza la magnitud de \vec{s} para un solo electrón,

• m_s : Número cuántico de proyección de espín que toma los valores $\pm 1/2$ y se asocia con la proyección de \vec{s} sobre un eje de cuantización arbitrario, y cuenta con un momento magnético (de espín) asociado $\vec{\mu}_s$, dado por la relación:

$$\vec{\mu}_s = -g \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{s}, \quad (2.9)$$

con $g=2$, denominado factor de Landé.

Por lo tanto, para tomar en cuenta el espín del electrón en la aproximación de campo central, la solución $\phi_{nlm_l}(\vec{r})$ de la ec. (2.5) se multiplica por una eigenfunción de espín-1/2, $\chi_{1/2, m_s}$, dando origen a una función de onda de la forma

$$\begin{aligned} \phi_{nlm_l m_s}(q) &= \phi_{nlm_l}(\vec{r}) \chi_{1/2, m_s} \\ &= R_{nl}(r) Y_{l, m_l}(\theta, \Phi) \chi_{1/2, m_s} \end{aligned} \quad (2.10)$$

caracterizada por los cuatro números cuánticos n , l , m_l y m_s . Y que satisface la ecuación

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \phi_{nlm_l m_s} = E_{nl} \phi_{nlm_l m_s}. \quad (2.11)$$

A partir de las funciones de onda $\phi_{nlm_l m_s}$ de un solo electrón se puede construir la función de onda de N electrones, $\psi = \psi(q_1, q_2, \dots, q_N)$, la cual debe cumplir con ser antisimétrica en las coordenadas q_i (espaciales y de espín) de cualquier par de electrones, a fin de que se satisfaga el principio de exclusión de Pauli y al mismo tiempo la ec. (2.3). Esta función ψ se construye de la siguiente manera. Si se designan los cuatro números cuánticos (n , l , m_l , m_s) correspondientes al estado de una partícula en el átomo por las letras α , β, \dots, ν . La función de onda ψ que describe a un átomo en el cual un electrón se encuentra en el estado α , otro

en el β , y así sucesivamente puede ser escrita como un determinante de $N \times N$,

$$\psi(q_1, q_2, \dots, q_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \phi_\alpha(q_1) & \phi_\beta(q_1) & \cdots & \phi_\nu(q_1) \\ \phi_\alpha(q_2) & \phi_\beta(q_2) & \cdots & \phi_\nu(q_2) \\ \vdots & & & \vdots \\ \phi_\alpha(q_3) & \phi_\beta(q_3) & \cdots & \phi_\nu(q_3) \end{vmatrix} \quad (2.12)$$

conocido como un determinante de Slater. Se hace notar que el determinante se hace cero cuando dos columnas (o renglones) son iguales, es decir, si dos electrones tienen el mismo valor para los cuatro números cuánticos.

Ahora bien, como se mencionó anteriormente, los vectores $\vec{\ell}$ y \vec{s} , llevan asociados los momentos magnéticos orbital y de espín, respectivamente. Estos momentos magnéticos interactúan entre sí dando lugar a un acoplamiento entre ellos. Este fenómeno produce un término adicional de interacción en el Hamiltoniano de la ecuación 2.2, que suele llamarse *interacción espín-órbita*, la cual provoca el desdoblamiento de los niveles de energía del átomo, surgiendo así la conocida *estructura fina*.

Los niveles de energía ahora serán descritos por el esquema de acople de Russell-Sanders o acoplamiento $\vec{L} \cdot \vec{S}$, que da origen a los nuevos números cuánticos de momento angular:

1. L , número cuántico que describe la magnitud del momento angular total \vec{L} , y el cual, se define como la suma de momentos angulares de cada electrón en el átomo,

$$\vec{L} = \sum \vec{\ell}_i. \quad (2.13)$$

2. S , número cuántico que describe la magnitud del momento angular de espín total \vec{S} . El cual, a su vez, es la suma de momentos angulares de espín de cada electrón en el átomo,

$$\vec{S} = \sum \vec{s}_i. \quad (2.14)$$

3. J , número cuántico que describe la magnitud del momento angular total electrónico \vec{J} ,

el cual, es la suma del momento angular total y el espín total [57],

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (2.15)$$

La estructura fina está dada por la expresión del Hamiltoniano

$$H_{LS} = \beta_{LS} \vec{S} \cdot \vec{L}, \quad (2.16)$$

con β_{LS} una constante que da la interacción espín-órbita y está relacionada con los electrones individuales [54].

La energía del acoplamiento espín-órbita es:

$$E_{LS} = \beta_{LS} \langle \vec{S} \cdot \vec{L} \rangle, \quad (2.17)$$

con

$$\langle \vec{S} \cdot \vec{L} \rangle = \frac{\hbar^2}{2} (J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)). \quad (2.18)$$

Así, la diferencia de energía entre J contiguas es:

$$\Delta E_{LS} = E_J - E_{J-1} = \beta_{LS} J. \quad (2.19)$$

La distinción de un nivel fino de otro con valores L , S y J se da utilizando la notación

$${}^{2S+1}L_J,$$

donde el superíndice $2S + 1$ es la *multiplicidad de espín*, de esta manera, cuando toma el valor de 1 para $S = 0$ es llamado un singulete, un valor 2 para $S = 1/2$ es un doblete, un valor 3 para $S = 1$ es un triplete, etc. Se emplea una letra mayúscula para indicar el valor del número cuántico de momento angular total: S, P, D... para $L = 0, 1, 2, \dots$, respectivamente.

Finalmente, los valores de J son señalados en el subíndice y son acotados por

$$|L - S| \leq J \leq L + S. \quad (2.20)$$

Por ejemplo, en la configuración del Rb con un único electrón de valencia, hay solamente un valor permitido para L y S : el valor ℓ_i y s_i de ese electrón (puesto que la suma de $\vec{\ell}_i$ o \vec{s}_i de todos los electrones en cualquier orbital lleno es cero). Entonces, la configuración del estado basal ($5s$) del Rb está descrita por $L = 0$ y $S = 1/2$. Y por lo tanto, el único valor posible para J es $1/2$ y el estado fino debe ser etiquetado como: $^2S_{1/2}$. Por otro lado, el primer estado excitado ($5p$) está descrito por $L = 1$ y $S = 1/2$ lo que permite a J tomar los valores: $1/2$ y $3/2$, causando el desdoblamiento de este nivel de energía en dos, etiquetados como $^2P_{1/2}$ y $^2P_{3/2}$. En la tabla 2.2 se muestran los niveles de la estructura fina del rubidio relevantes para los propósitos de esta tesis. Sin embargo, incluso los niveles de la estructura

Configuración	Estado Fino	Longitud de onda (nm, vacío)
$4p^65s$	$5\ ^2S_{1/2}$	0.00
$4p^65p$	$5\ ^2P_{1/2}$	794.98
	$5\ ^2P_{3/2}$	780.24
$4p^66p$	$6\ ^2P_{1/2}$	421.67
	$6\ ^2P_{3/2}$	420.29
$4p^65d$	$5\ ^2D_{5/2}$	389.05
	$5\ ^2D_{3/2}$	383.10

Tabla 2.2: Estados finos en el átomo de rubidio [58].

fina se subdividen, es decir, hay otras interacciones que deben tomarse en cuenta como se verá a continuación.

2.3. Estructura hiperfina

La razón de existencia de una estructura más, llamada *estructura hiperfina* es que no sólo los electrones tienen espín: los protones y los neutrones también. Por ende, el núcleo atómico posee un momento magnético neto asociado, el cual a veces es nulo y siempre mucho más

débil que el momento magnético del electrón.

En esta sección, se establece una interacción entre el momento angular total electrónico \vec{J} y el momento magnético nuclear. Este último, es proporcional al momento angular de espín del núcleo \vec{I} definido como la suma del momento angular de espín de los protones y neutrones del núcleo, y cuya magnitud es descrita por el número cuántico I . Sus valores permitidos dependen de la estructura nuclear y varían con cada isotopo.

Los niveles de energía hiperfina están vinculados al momento angular total del átomo: \vec{F} , definido como la suma del momento angular total \vec{J} y el momento angular de espín nuclear \vec{I} ,

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}. \quad (2.21)$$

La magnitud de \vec{F} es caracterizada por el número cuántico F que toma valores desde un máximo de $|J + I|$ hasta un mínimo de $|J - I|$ espaciados por un entero. Cada estado con un valor diferente de F tendrá una energía dada por [59]:

$$E_F = \frac{A}{2}K + B \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}, \quad (2.22)$$

con A, B constantes teóricas y, $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$. No existe una notación especial para etiquetar los estados hiperfinos, por ello se continua usando la notación para la estructura fina y se etiqueta a F explícitamente en los diagramas de niveles de energía.

Cada isotopo de rubidio cuenta con su propio I , lo que conduce en ambos isotopos, al desdoblamiento de los niveles de la estructura fina en una cierta cantidad de niveles hiperfinos (ver tabla 2.3). En la figura 2.1 se aprecia la estructura principal, fina e hiperfina de los niveles convenientes para los fines experimentales de esta tesis.

Isótopo	J	I	F
^{85}Rb	1/2	5/2	2, 3
	3/2		1, 2, 3, 4
^{87}Rb	1/2	3/2	1, 2
	3/2		0, 1, 2, 3

Tabla 2.3: Valores de F para distintos valores de J e I en ^{85}Rb y ^{87}Rb .

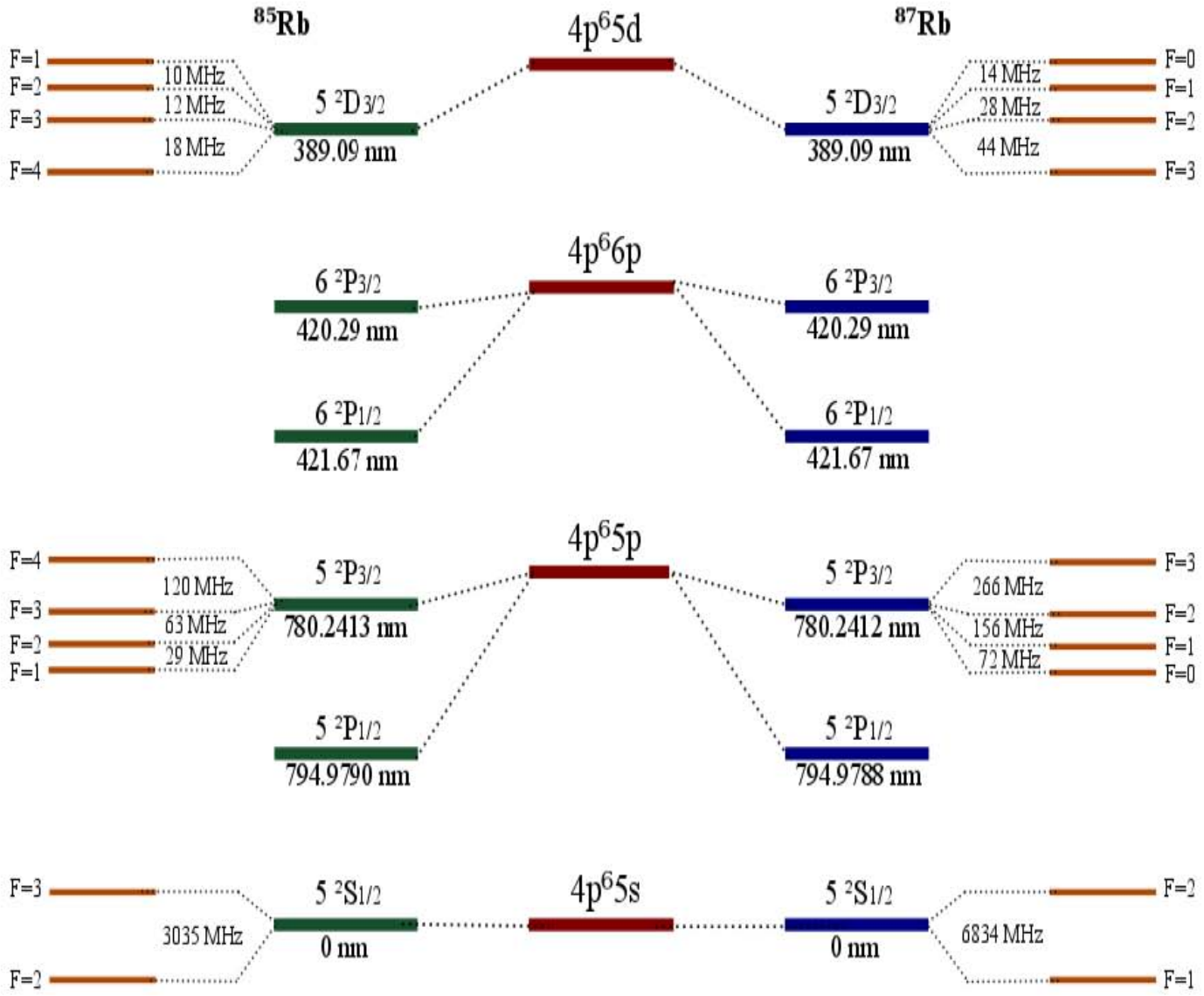


Figura 2.1: Configuración electrónica, niveles finos e hiperfinos del ^{85}Rb y ^{87}Rb [55, 56, 58].

2.4. Transiciones en rubidio

Los electrones pueden ocupar estados electrónicos con distinta energía cuando son excitados con radiación electromagnética. En este proceso, la energía entregada por un fotón, hace que el electrón de valencia transite de un estado de menor energía a uno con mayor energía. El electrón permanece en tal estado excitado durante un lapso de tiempo (tiempo de vida) hasta emitir un fotón (ó fotones) y volver a su estado fundamental. Los espectros atómicos son el resultado de estas transiciones entre dichos estados.

Las transiciones de interés a este trabajo son las llamadas *transiciones dipolares eléctricas*. Estas transiciones obedecen reglas, que indican qué cambios en los números cuánticos dan las transiciones más probables, denominadas *reglas de selección*, dadas por [54, 57]:

$$\Delta L = \pm 1 \quad (2.23)$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (2.24)$$

$$\Delta F = 0, \pm 1 \quad (\text{excepto la transición } F = 0 \rightarrow 0) \quad (2.25)$$

$$\Delta M_F = 0, \pm 1 \quad . \quad (2.26)$$

Para las proyecciones M_F se obtienen tres tipos de transiciones: 1) $\Delta M_F = 0$ suceden cuando la luz (fotones) está linealmente polarizada, 2) $\Delta M_F = -1$ para luz con polarización circular izquierda y 3) $\Delta M_F = +1$ para luz con polarización circular derecha.

En particular, las transiciones finas del Rb: $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ y $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ son las llamadas línea D1 y línea D2 (líneas D) del rubidio, respectivamente. De ellas, la línea D2 corresponde a la primera de las dos transiciones (ver fig. 2.2) en la espectroscopia de dos fotones que se lleva a cabo en esta tesis. Esta transición es inducida por un láser centrado en 780 nm.

La segunda transición, se efectúa cuando parte de los electrones atómicos llevados al nivel $5^2P_{3/2}$, son ahora excitados al nivel $5^2D_{3/2}$ usando un láser centrado en 776 nm. Después de la segunda excitación los átomos decaen luego de un cierto tiempo a cualquiera de los estados $6^2P_{3/2}$, $6^2P_{1/2}$ ó $5^2P_{1/2}$, y finalmente al estado base $5^2S_{1/2}$ emitiendo dos

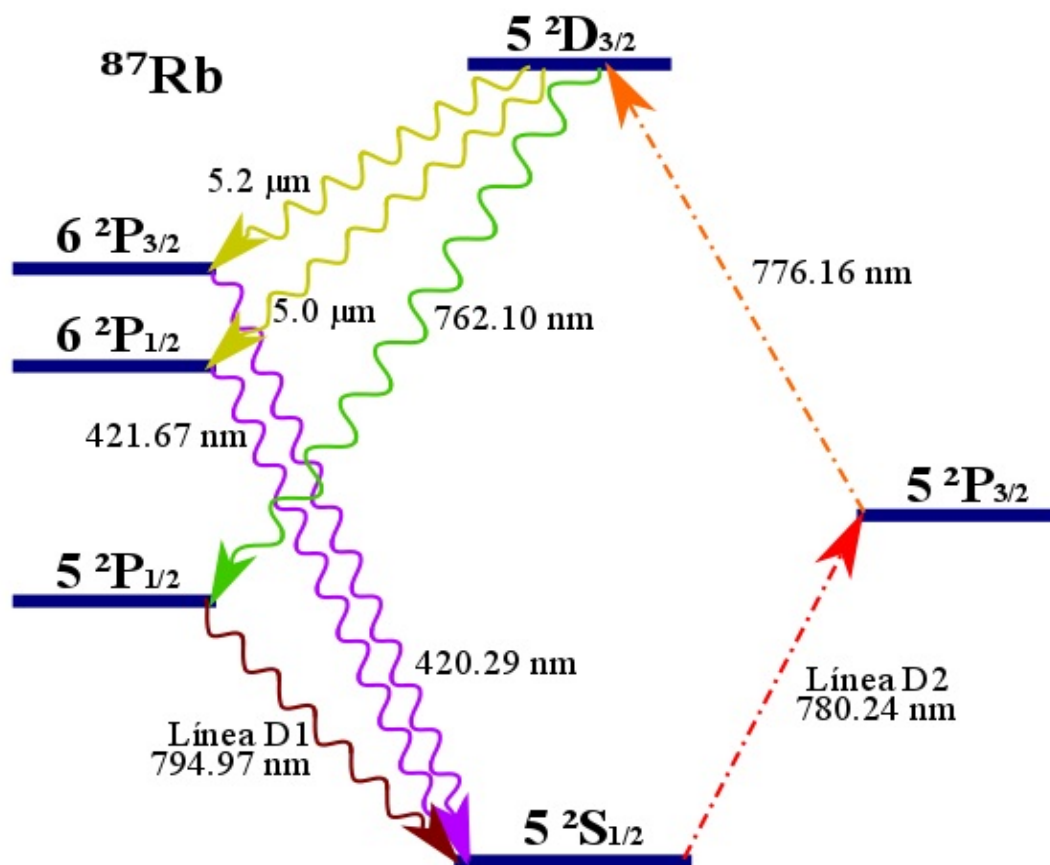


Figura 2.2: Ciclos de transiciones útiles a los propósitos de este trabajo [58].

fotones en el proceso. Siendo el fotón emitido por las transiciones $6\ ^2\text{P}_{3/2,1/2} \rightarrow 5\ ^2\text{P}_{1/2}$, útil experimentalmente (como se ve en el capítulo 4), ya que su longitud de onda se encuentra en el espectro visible, alrededor de 420 nm (luz azul).

Capítulo 3

Espectroscopia

La espectroscopia es una técnica analítica experimental, muy usada en física, que consiste en analizar las propiedades de la materia por medio de su interacción con la luz. Las líneas espectrales son un resultado de esta interacción, cuya formación es una consecuencia de las transiciones atómicas. Si se conoce la cantidad (intensidad) de radiación recibida para cada longitud de onda se puede construir una distribución de la intensidad en función de la frecuencia, o lo que se denomina *espectro*.

El presente trabajo está enfocado en la aplicación de las técnicas de espectroscopia de alta precisión [9-12], empleando una celda de vapor de rubidio, para la estabilización de la frecuencia de un diodo láser a una determinada transición.

3.1. Diodo láser de cavidad externa

Los diodo láser son una fuente de luz, que ha revolucionado el campo de la espectroscopia de átomos y moléculas. Su estrecho ancho de línea y sintonización suave de la frecuencia son características que los hacen deseables como fuentes de luz coherente en la actualidad.

La transición de dos fotones (ver fig. 2.2) será estimulada con luz proporcionada por dos *Láser Catete* (CEL por sus siglas en inglés), que son un tipo de diseño de diodos láser de cavidad externa (ECDLs por sus siglas en inglés) comerciales, fabricados por MOGLabs.

Los láseres están centrados en 780 nm y 776 nm, con un ancho de banda menor que 150 kHz, un diámetro de haz de alrededor de 3 mm x 1mm ($1/e^2$), y luz linealmente polarizada [60].

Los CEL están basados en una configuración *cat-eye* (ver fig. 3.1), en donde una cavidad externa es formada por la superficie reflectante posterior del diodo semiconductor (LD), y un *reflector* *cat-eye* a varios centímetros del diodo. Este reflector está integrado por un acoplador de salida de transmisión parcial¹ (OC) y el par de lentes colimadoras L_1 y L_2 . El piezoeléctrico² (PZT) pegado en la parte posterior de la salida del acoplador sirve para variar la longitud de la cavidad (del orden de 10 nm por volt), y lograr desplazamientos de frecuencias de 70 MHz/V dentro de un rango de 5 a 10 GHz.

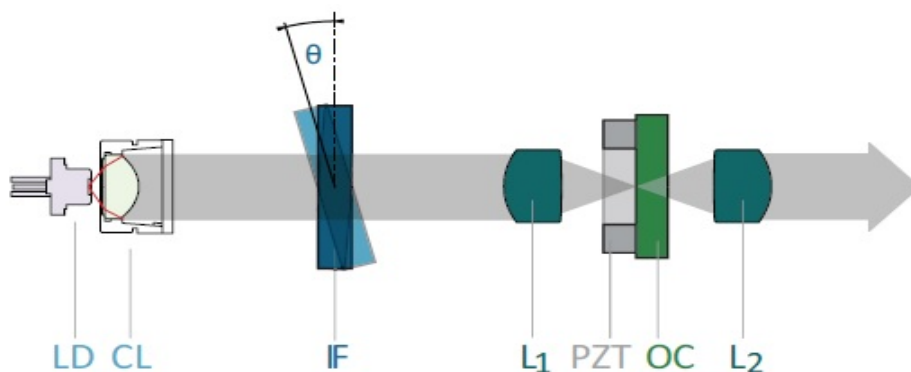


Figura 3.1: Esquema de un *cat-eye* ECDL [65], el cual usa un filtro de interferencia (IF) para seleccionar la longitud de onda sin alterar la dirección o posición del haz. (LD) Diodo láser; (CL) Lente colimadora; (PZT) Piezoeléctrico; (OC) acoplador de salida de transmisión parcial; (L_1 , L_2) Lentes.

En configuraciones como *Littrow* [61,62] y *Littman-Metcalf* [63,64], la frecuencia de emisión del láser depende principalmente del ángulo de colocación de una rejilla de difracción, dicho ángulo es una fuente de inestabilidad mecánica. A diferencia de estas, la configuración *cat-eye* cuenta con un filtro de interferencia (IF) de alta transmisión ($\sim 90\%$) cuya función es seleccionar una determinada longitud de onda, con un FWHM de ~ 0.3 nm, al

¹Un acoplador de salida es un espejo parcialmente reflectante que permite que parte del haz se transmita.

²Un piezoeléctrico es un dispositivo que se expande y se contrae como una función lineal del voltaje aplicado.

variar el ángulo de incidencia del filtro (θ) pero sin modificar la dirección o posición del haz de salida, mejorando así la estabilidad del láser frente a la desalineación óptica.

Otra ventaja de este tipo de configuración es que la discriminación de la longitud de onda y la retroalimentación óptica son realizadas por dos elementos distintos: el filtro (IF) y el acoplador (OC), respectivamente; facilitando la optimización de ambas independientemente. Más detalles sobre la configuración cat-eye pueden ser encontrados en las referencias [65-67].

3.1.1. Controlador de diodo láser

Además del voltaje en el piezoeléctrico, existen dos parámetros más que pueden cambiar la frecuencia de salida del CEL: la inyección de corriente del diodo y la temperatura; que las modifican con una susceptibilidad de $3 \text{ MHz}/\mu\text{A}$ y $30 \text{ GHz}/\text{K}$ [27,68], respectivamente. Un *Controlador de Diodo Láser* (DLC por sus siglas en inglés), fabricado por MOGLabs, es el responsable de controlar dichos parámetros. En esta sección se exponen las funciones del DLC relevantes para el uso de la técnica de anclado por *modulación de los estados Zeeman* (ver sección 4.1.3). Existen otras funciones que no son relevantes en este contexto pero sí son importantes para las capacidades de este controlador.

En la figura 3.2 se muestran tanto el panel frontal, dividido en cuatro módulos: DIODO, SCAN, FEEDBACK y MONITOR; y el panel posterior del DLC. Para encender el controlador primero se presiona el interruptor -/o, en el panel posterior. Luego, se rota la llave desde el modo STANDBY al modo RUN, lo que pone en funcionamiento a todos los circuitos, a excepción de la corriente del diodo, la cual es habilitada pulsando el interruptor OFF/ON situado en el módulo DIODE. En este módulo se encuentran también los controles de la temperatura (T_{SET}), y la cantidad de corriente inyectada al diodo (CURRENT).

En seguida, se ubica el módulo SCAN encargado de manejar el piezoeléctrico del CEL a través de la aplicación de una *señal de barrido* (ver fig.3.3), que es una señal de voltaje tipo *diente de sierra* utilizada para barrer la frecuencia del láser. La velocidad del barrido puede ser fijada de 4 a 70 Hz por el f_{sweep} del panel posterior. La posición del punto medio de esta

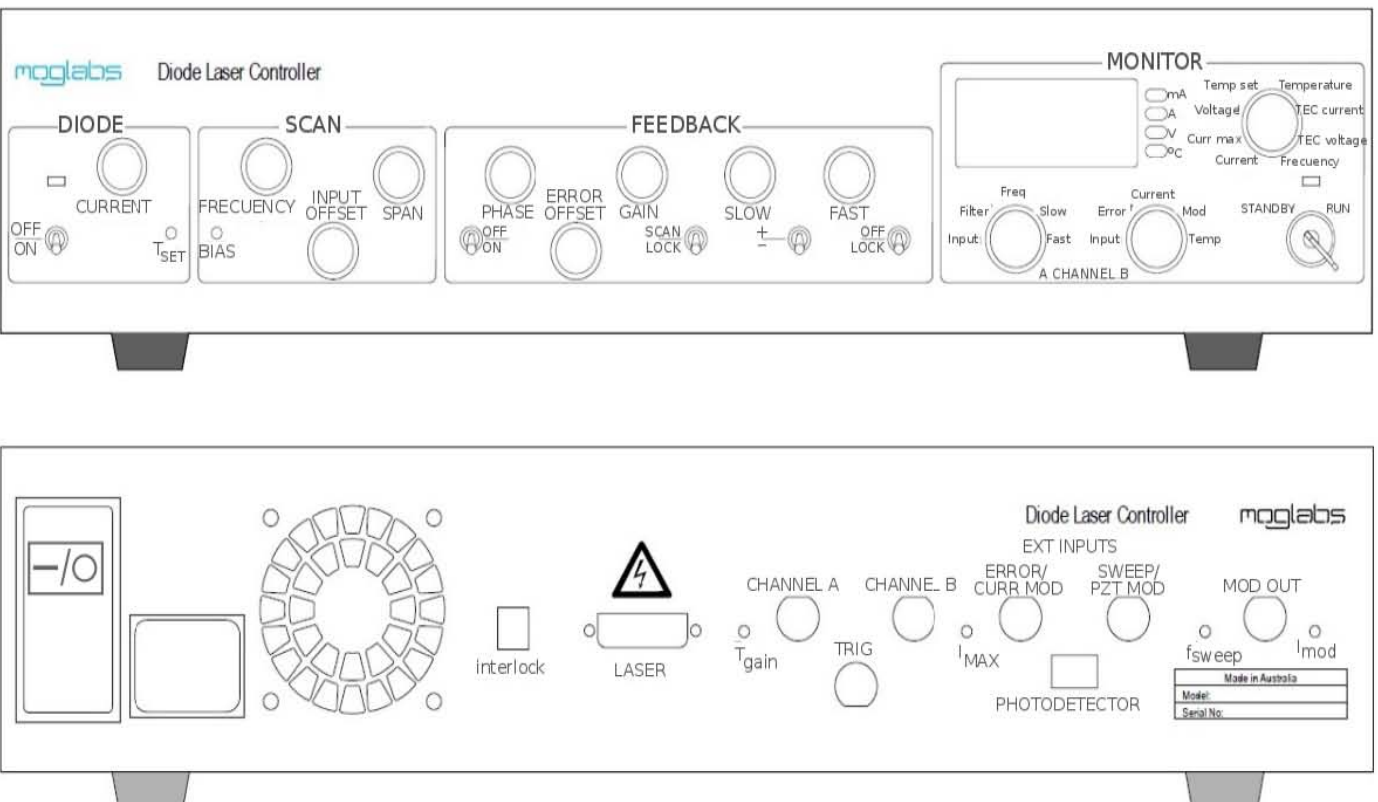


Figura 3.2: Controlador de láser diodo (DLC) MOGLabs [69]. El panel frontal está compuesto por cuatro módulos: DIODO, SCAN, FEEDBACK y MONITOR.

señal (frecuencia central) puede ser desplazada verticalmente por la perilla FREQUENCY, y su amplitud (rango del barrido) por el SPAN. FREQUENCY también tiene la función de variar la corriente del diodo, y junto con el BIAS proveen un control fino de la corriente. De este modo, el BIAS proporciona un control sobre la corriente del diodo y puede ser ajustado arbitrariamente, tal que la perilla FREQUENCY varíe la corriente con mayor (o menor) precisión. Por último, el INPUT OFFSET también produce un desplazamiento vertical pero de la señal de absorción (ver sec. 4.2.2) medida por un fotodetector, conectado al DLC.

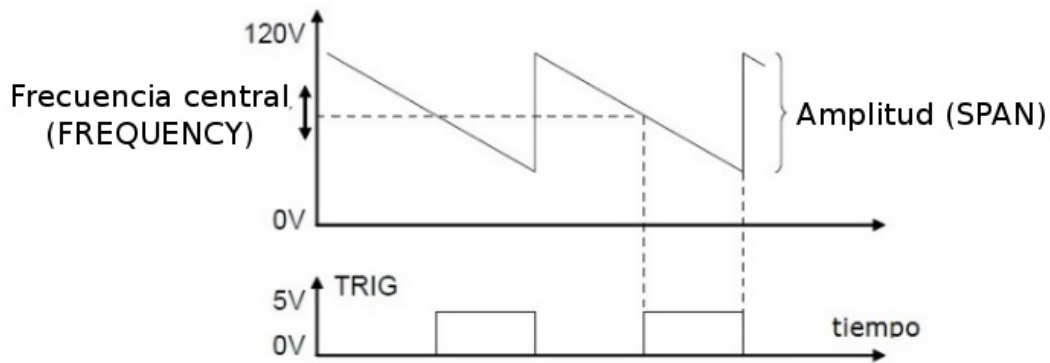


Figura 3.3: (Arriba) Señal tipo *diente de sierra* aplicada al piezoeléctrico. El desplazamiento vertical de la frecuencia central y el alcance del barrido (amplitud) de la señal se llevan a cabo por las perillas FREQUENCY y SPAN, respectivamente. (Abajo) Señal de sincronización trigger [69].

El anclamiento de la frecuencia de un CEL es hecho por el DLC a través de un *servo-sistema*, el cual es un sistema de control con retroalimentación encaminado a mantener una variable de salida, en este caso la frecuencia del CEL, dentro de un valor prefijado [70]. Este sistema incorpora un generador de onda, un *amplificador Lock-In* y un PID. Este último, es un mecanismo de control cuya tarea es minimizar las desviaciones en el piezoeléctrico y la corriente del diodo aplicando una corrección determinada por tres parámetros: el proporcional, el integral y el derivativo; consiguiendo así la estabilización de la frecuencia.

A diferencia del generador de onda utilizado para el barrido del piezoeléctrico, el servo-sistema ocupa un generador que emite a 250 kHz y es capaz de manejar una *bobina Zeeman* para modular las referencias atómicas, y luego con el amplificador Lock-In producir una

señal de error, ver sección 4.2.3. Finalmente, dicha señal es enviada hacia el PID.

Las señales críticas del DLC, por ejemplo, la señal de barrido o la señal de error pueden ser visualizadas usando las salidas CHANNEL A y CHANNEL B del panel posterior sincronizadas con una salida trigger (TRIG, ver fig. 3.2), y conectadas a un osciloscopio. La señales pueden ser seleccionadas al girar las perillas CHAN A y CHAN B.

El módulo FEEDBACK es el responsable de optimizar la señal de error, y anclar la frecuencia. En éste, se localizan los interruptores SCAN/LOCK y OFF/MOD que encienden la señal de barrido y la de modulación, respectivamente. Una vez visualizada la señal de error es posible desplazarla verticalmente con el ERROR OFFSET, maximizar su pendiente con PHASE, y variar su amplitud con GAIN. Al poner el interruptor OFF/LOCK en LOCK, el DLC ancla la frecuencia, y permite minimizar el ruido en la señal usando las ganancias SLOW y FAST.

En el último módulo MONITOR se incluye una pantalla LED, con cuatro indicadores (led) de unidades (mA, A, V, °C), y una perilla para seleccionar alguno de los ocho parámetros disponibles como la corriente, la temperatura, etc.

3.2. Ancho de línea natural de las transiciones de absorción.

En el estudio de las transiciones en los espectros atómicos se debe ser consciente de que las líneas espectrales asociadas a dichas transiciones se extienden sobre un rango de frecuencias, y no a una sola frecuencia de emisión o absorción (ancho de línea $\neq 0$). Entonces para obtener la distribución espectral de una línea de absorción en una transición se supondrá que los átomos están en reposo en el sistema de referencia del observador. La intensidad de un láser I (intensidad de una onda plana) que pasa a través de una celda absorbente en dirección z , disminuye a lo largo de la distancia dz por [71]

$$dI = -\alpha I dz. \quad (3.1)$$

3.2. ANCHO DE LÍNEA NATURAL DE LAS TRANSICIONES DE ABSORCIÓN. 23

El coeficiente de absorción α para una transición $E_i \rightarrow E_k$ depende de la densidad de población del nivel base y excitado: N_i y N_k , respectivamente, por lo cual se denotará como $\alpha = \alpha_{ik}$, y además también depende de la sección eficaz $\sigma_{ik}(\nu)$ como

$$\alpha_{ik} = \sigma_{ik}(\nu) \left[N_i - \left(\frac{g_i}{g_k} \right) N_k \right] \quad (3.2)$$

con g_i (g_k), el número de subniveles degenerados del nivel i (k). Esta ecuación se reduce a $\alpha_{ik} = \sigma_{ik}(\nu)N_i \equiv \alpha(\nu)$ para $N_k \ll N_i$. Cuando la intensidad I es suficientemente pequeña, la tasa de absorción es pequeña comparada con la tasa de repoblación del nivel i , y por lo tanto la densidad de población N_i no depende de la intensidad I . Al integrar la ecuación (3.1) se obtiene la ley de Beer

$$I = I_0 e^{-\alpha(\nu)z}. \quad (3.3)$$

El perfil de absorción $\alpha(\nu)$ puede ser obtenido de un modelo clásico de un oscilador amortiguado, como puede encontrarse en la referencia [71], y con el cual se llega a la expresión

$$\alpha(\nu) = \frac{Ne^2\pi}{4\epsilon_0 mc} L(\nu, \nu_0), \quad \text{con} \quad L(\nu, \nu_0) = \frac{\left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2} \quad (3.4)$$

donde ν_0 es la frecuencia de resonancia de la transición, N es el número de osciladores por unidad de volumen, e es la carga del electrón, ϵ_0 es la constante dieléctrica, m la masa del oscilador (en este caso del electrón), γ la tasa de decaimiento, y c es la velocidad de la luz. $L(\nu, \nu_0)$ es el *perfil Lorentziano normalizado* (ver Fig. 3.4).

Por tanto, el perfil de absorción $\alpha(\nu)$ es una Lorentziana con un ancho de banda a mitad de su altura máxima (FWHM³ por sus siglas en inglés) dado por

$$\Delta\nu_{FWHM} = \frac{\gamma}{2\pi} \equiv \Gamma. \quad (3.5)$$

Mejor conocido como el *ancho de banda natural*, y expresado con el símbolo Γ . Para las líneas D de rubidio: $\Gamma \approx 6$ MHz. En consecuencia, los estados excitados están sujetos a algún ensanchamiento por tiempo de vida, dando como resultado un ancho de línea natural

³Full Width at Half Maximum.

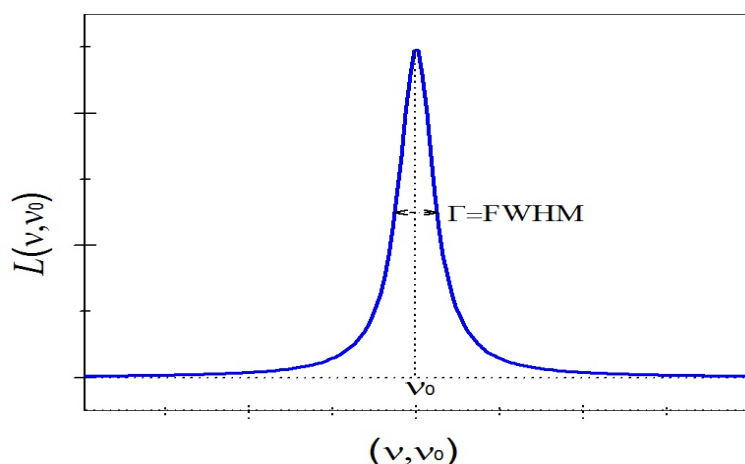


Figura 3.4: Perfil Lorentziano de una línea espectral.

como una propiedad intrínseca.

3.3. Espectroscopia de absorción

Generalmente el perfil Lorentziano con ancho de banda natural Γ no puede ser observado sin técnicas especiales, porque es completamente solapado por otros efectos de ensanchamiento. Una de las mayores contribuciones al ancho de línea espectral en gases a temperatura ambiente es el ensanchamiento Doppler.

El efecto Doppler sucede debido al movimiento relativo entre una fuente emisora y una fuente receptora. Es decir, la frecuencia de cualquier onda en el sistema de referencia del receptor es mayor si la fuente emisora se mueve hacia el receptor y menor si se aleja de él.

Si se consideran a los átomos en una celda de rubidio, como un gas a temperatura ambiente, estos experimentarán un movimiento térmico aleatorio responsable de un desplazamiento Doppler en su frecuencia de emisión y absorción de radiación ν_0 , como se muestra en la figura 3.5, dado por la ecuación de primer orden

$$\nu_{\pm} = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v_z}{c} \right), \quad (3.6)$$

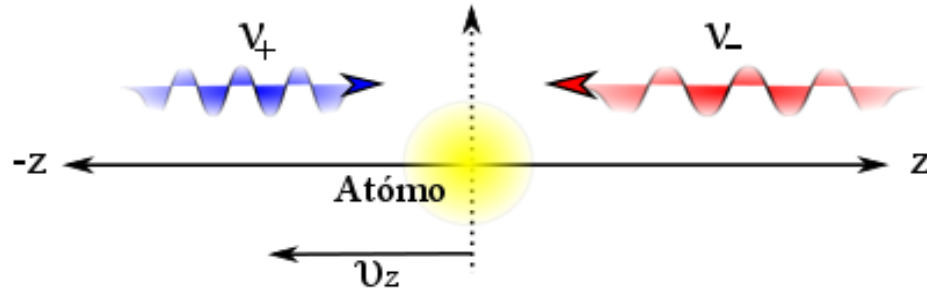


Figura 3.5: Efecto Doppler observado en la frecuencia de radiación. Cuando el átomo se mueve hacia el láser, existe un corrimiento al azul ν_+ . Por el contrario, si se mueve alejándose del láser, se observa un corrimiento al rojo ν_- .

con v_z la velocidad del átomo con respecto al marco de referencia del laboratorio. Cuando los átomos en la celda son irradiados por un haz láser, entonces ν_{\pm} se convierte en la frecuencia del láser absorbida por los átomos, sin pérdida de generalidad se toma el signo positivo, queda como

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v_z}{c} \right). \quad (3.7)$$

Por ello, un ensemble de átomos con una distribución de velocidades absorberá luz en un rango de frecuencias.

La probabilidad de que un átomo tenga una velocidad entre v_z y $v_z + dv_z$, está dada por la distribución de Maxwell-Boltzmann [54]

$$P(v_z)dv_z = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T}\right) dv_z, \quad (3.8)$$

donde T es la temperatura absoluta, k_B es la constante de Boltzmann y m es la masa del átomo. De la ecuación (3.7)

$$v_z = \frac{c(\nu - \nu_0)}{\nu_0}; \quad dv_z = \frac{c}{\nu_0} d\nu, \quad (3.9)$$

sustituyendo (3.9) en (3.8), la probabilidad de absorber una onda con una frecuencia entre ν

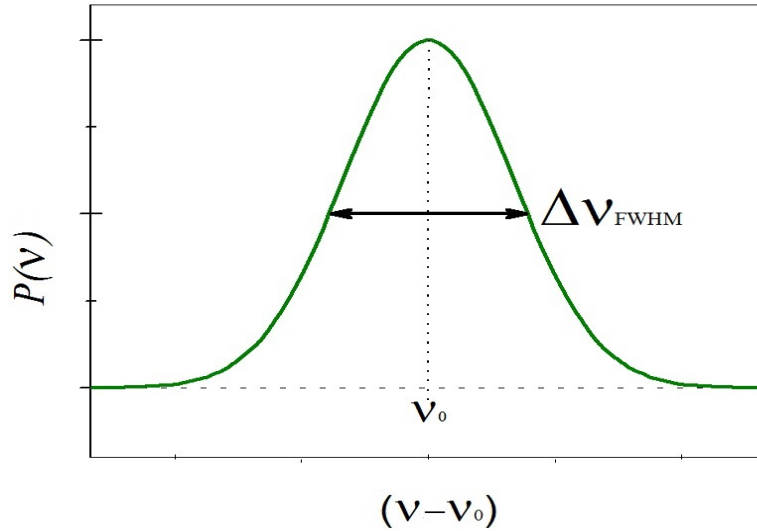


Figura 3.6: Perfil de una distribución de velocidades *Maxwell-Boltzmann* para un ensemble de átomos.

y $v + dv$, dada en términos de lo que se llama parámetro de ancho de línea δ , es

$$P(v)dv = \frac{2}{\delta\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{4(v-v_0)^2}{\delta^2}\right) dv; \quad \delta \equiv 2\frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}. \quad (3.10)$$

Esta distribución gaussiana corresponde al perfil de absorción media atómica (fig. 3.6), centrada en la frecuencia de resonancia v_0 y un ensanchamiento (Doppler) de línea dado por

$$\Delta v_{FWHM} = \delta\sqrt{\ln 2} = 2\frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T \ln 2}{m}}. \quad (3.11)$$

Sustituyendo la masa del átomo de rubidio (^{87}Rb), $m = 87 \times 1.67 \times 10^{-27}$ kg, la temperatura, $T \approx 300$ K, y la frecuencia de resonancia $v_0 = 3.85 \times 10^{14}$ Hz; se obtiene un ancho de línea a temperatura ambiente $\Delta v_{FWHM} \approx 513 \text{ MHz}$.

Una técnica de espectroscopia láser convencional que permite observar este tipo de ensanchamiento, o pozos Doppler, es la *espectroscopia de absorción*. Una configuración simplificada se muestra en la figura 3.7. Un haz de luz láser se propaga a través de una celda de vapor de rubidio, hasta llegar a un fotodetector. Parte de los fotones son absorbidos, dando lugar a la transición mostrada en el diagrama de dos niveles, y el resto de fotones llega a un

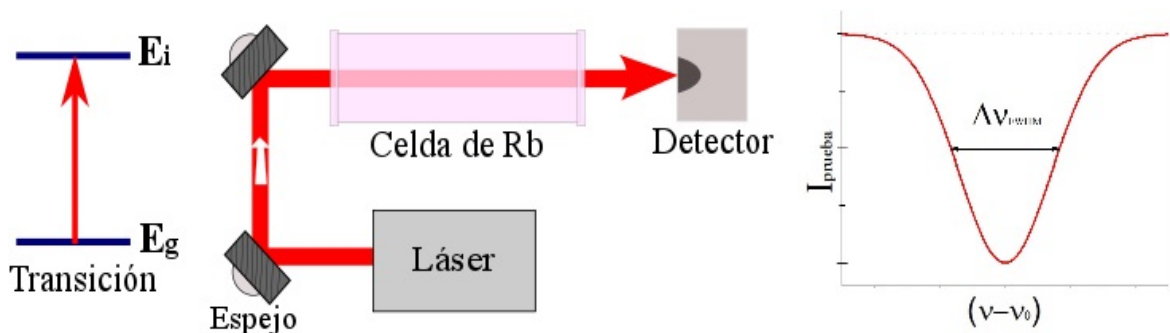


Figura 3.7: Espectroscopia de absorción. Al pasar el haz láser en la celda de Rb parte de la luz excita la transición $E_g \rightarrow E_i$ en los átomos dentro de la celda, y el resto llega al detector. La gráfica muestra la intensidad medida por el detector en función de la frecuencia ν del láser (pozo Doppler).

detector.

Si se mide la intensidad del haz, I_{prueba} , después de pasar por la celda a medida que se barre su frecuencia, cuando la frecuencia esté lejos de resonancia los átomos no absorberán radiación, y por lo tanto la intensidad que se detecte será prácticamente la misma que si no hubiera átomos en la celda. Conforme la frecuencia se acerca a la frecuencia de absorción de los átomos, el haz empezará a interactuar con diferentes partes de la distribución de velocidades y algunos átomos serán excitados, provocando una disminución en la intensidad del haz; trazando una señal con la forma característica de un pozo Doppler.

3.4. Espectroscopia de absorción saturada

La espectroscopia de absorción saturada es una técnica de alta resolución desarrollada en la década de los setenta por A. L. Schalow y T. Hansh [72] para producir un espectro de absorción, en donde las transiciones hiperfinas, normalmente ocultas por el ensanchamiento Doppler, pueden ser observadas.

Esta técnica emplea dos haces derivados de un mismo láser para asegurar que ambos tengan la misma frecuencia. Los haces son puestos para propagarse en direcciones opuestas y superponerse entre sí a medida que pasan a través de una celda con rubidio. En la figura.3.8

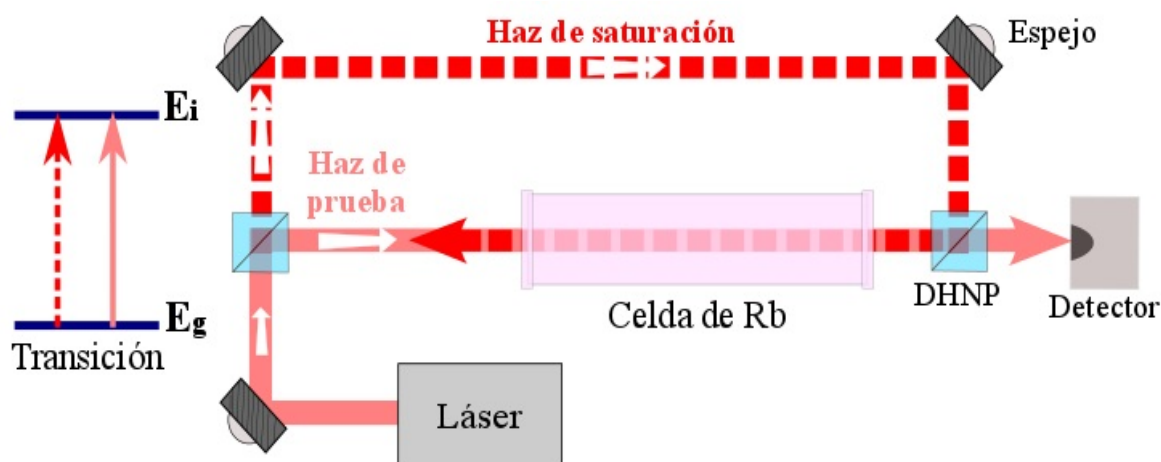


Figura 3.8: Espectroscopia de absorción saturada. Un láser es dividido en un haz de prueba débil y un haz de bombeo más intenso, y son enviados contraprogantes a través de la celda. El haz de bombeo es el responsable de saturar el nivel E_i , y a su vez la intensidad del haz de prueba es medida al llegar al detector, con el fin de obtener el espectro. (DHNP) Divisor de haz no polarizante.

se muestra un arreglo básico, donde el haz de luz láser que se propaga de derecha a izquierda dentro de la celda, llamado haz de *bombeo* o de *saturación*, causa la transición indicada con la línea punteada en el diagrama de niveles de energía, y el haz que se propaga de izquierda a derecha, haz de *prueba*, excita la transición indicada con una línea sólida.

Para obtener el espectro de absorción saturada, se requiere pasar un haz láser a través de la celda. Antes de ello, casi todos los átomos se encuentran en el estado base E_i del sistema de dos niveles de la figura 3.8. Luego, al hacer un barrido en frecuencia del láser, el haz de prueba empieza a trazar un pozo Doppler idéntico al de espectroscopia de absorción.

A medida que se barre la frecuencia del láser ν , en algún momento, esta coincidirá con la frecuencia de resonancia $\nu = \nu_0$. En este punto, los haces de saturación y de prueba interactuarán con el mismo grupo de átomos, entrando en competencia para excitar al grupo con velocidad $v_z = 0$. El haz de saturación, más intenso comparado con el haz de prueba, es absorbido por los átomos, poblando el estado excitado y reduciendo la población del estado base. Simultáneamente, el haz de prueba encuentra como resultado pocos átomos con $v_z = 0$ para ser excitados, provocando una disminución en su absorción, o lo que es lo mismo, un

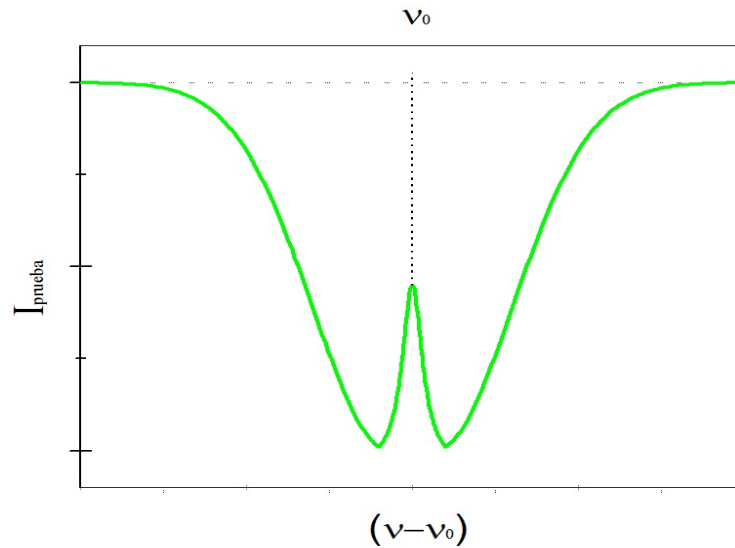


Figura 3.9: Espectro de absorción saturada. Es la señal obtenida al medir la intensidad del haz de prueba durante el barrido de frecuencia del láser. Se puede observar un pico, correspondiente a una transición hiperfina, libre de Doppler.

aumento en la intensidad recibida por el detector como se ve en la figura 3.9. El pico que aparece en el espectro corresponde a una transición hiperfina.

3.4.1. Transiciones entrecruzadas

Una transición entrecruzada⁴ se origina cuando dos transiciones comparten un estado base común y difieren en frecuencia en menos que el ensanchamiento Doppler. En esta situación, la frecuencia del láser ν_c es tal que los átomos con velocidad $-v_z$ ven al haz de bombeo con un corrimiento hacia el rojo hasta la frecuencia de transición ν_1 , y al mismo tiempo ven al haz de prueba desplazado hacia el azul hasta otra frecuencia de resonancia ν_2 . En otras palabras,

$$\nu_1 = \nu_c \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) \quad \text{y} \quad \nu_2 = \nu_c \left(1 + \frac{v_z}{c}\right). \quad (3.12)$$

⁴conocidas también como *crossover line*.

Sumando estas dos ecuaciones y resolviendo para ν_c ,

$$\nu_c = \left(\frac{\nu_1 + \nu_2}{2} \right); \quad (3.13)$$

es decir, exactamente a la mitad entre las frecuencias de dos transiciones. Y ya que ambos haces interactúan con el mismo grupo de átomos, $-\nu_z$, habrá una disminución en la absorción del haz de prueba ($\nu_z = 0$). Esto aparece como un pico ficticio en el espectro de absorción saturada. Si hay más de dos niveles en los cuales los átomos puedan ser excitados desde el estado base, cada par de tales niveles generará un pico en el punto central entre cada par de picos correspondientes a transiciones reales.

3.5. Espectroscopia de polarización

Las señales en la espectroscopia de polarización son generadas por el cambio en el estado de polarización del haz de prueba, inducido por la birrefringencia en el medio atómico y ésta a su vez inducida por un haz de bombeo óptico.

El principio de la espectroscopia de polarización puede ser entendido por medio del sistema de la figura 3.10. Esta técnica se vale de dos haces contrapropagantes: uno de prueba y otro de bombeo, derivados del mismo láser. Pero a diferencia de la espectroscopia de absorción saturada, la polarización circular σ^+ del haz de bombeo induce las transiciones que cumplen $\Delta M_F = +1$, al atravesar la celda. Este proceso de bombeo ocasiona una saturación desigual y, a la vez, una población no uniforme de los subniveles M_F . Tal anisotropía vuelve al medio birrefringente para un haz de prueba linealmente polarizado π .

La polarización lineal π del haz de prueba puede ser vista como la superposición de dos componentes: una con polarización circular σ_+ , y otra con σ_- . Cuando este haz se propaga a través de la muestra anisotrópica, y si su frecuencia coincide con la de resonancia, sus componentes experimentarán diferentes índices de refracción así como coeficientes de absorción distintos, resultado de encontrar algunos subniveles M_F más poblados que otros. Al dividir el haz de prueba en sus componentes de polarización con la ayuda de un divisor

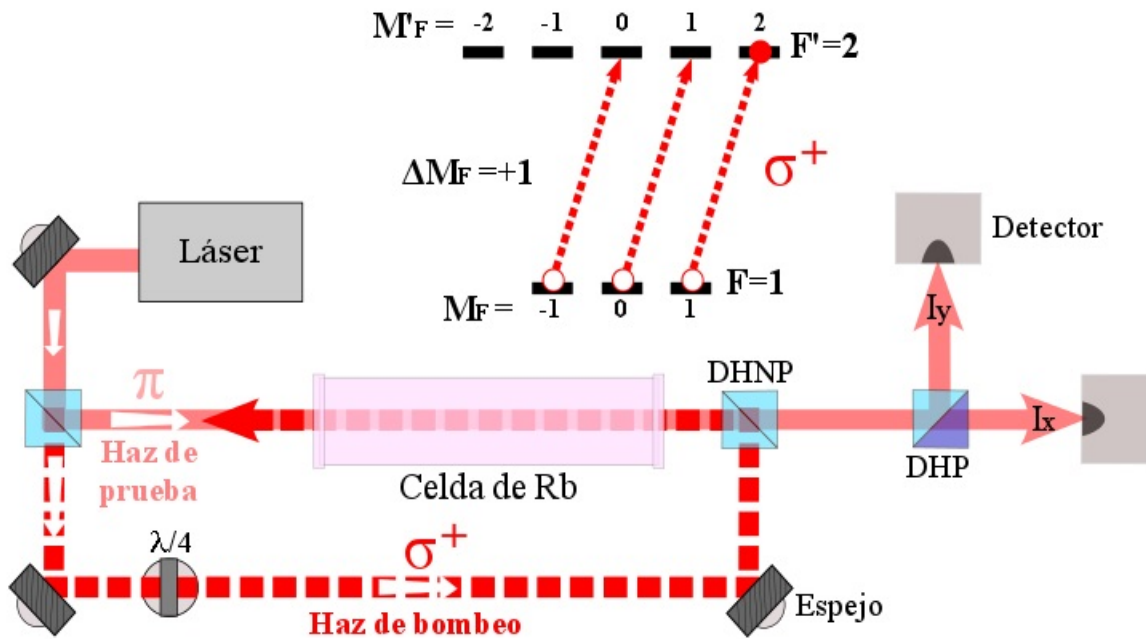


Figura 3.10: Espectroscopia de polarización. Dos haces contrapropagantes atraviesan la celda. El primer haz (de bombeo) induce una birrefringencia en el medio, y el segundo haz (de prueba) al interactuar con los átomos, experimenta un cambio en la intensidad de sus componentes de polarización medida por un par de detectores. Un retardador de cuarto de onda ($\lambda/4$) es usado para proporcionar polarización circular al haz de bombeo. (DHNP) Divisor de haz no polarizante; (DHP) Divisor de haz polarizante.

de haz polarizante, un par de detectores se encargan de medir su diferencia de fase y sus intensidades I_x y I_y . La señal de espectroscopia de polarización es generada por la diferencia entre las componentes de la intensidad. La diferencia tiene la forma de la derivada de una Lorentziana [12].

3.6. Espectroscopia de dos fotones

Los procesos de dos fotones han llegado a ser una de las herramientas estándar en física atómica para excitar átomos a estados cuya energía es muy alta para lograrlo con un solo fotón, y poder hacer mediciones de constantes fundamentales, como la constante de Rydberg [73], ó realizar espectroscopia con alta precisión [74].

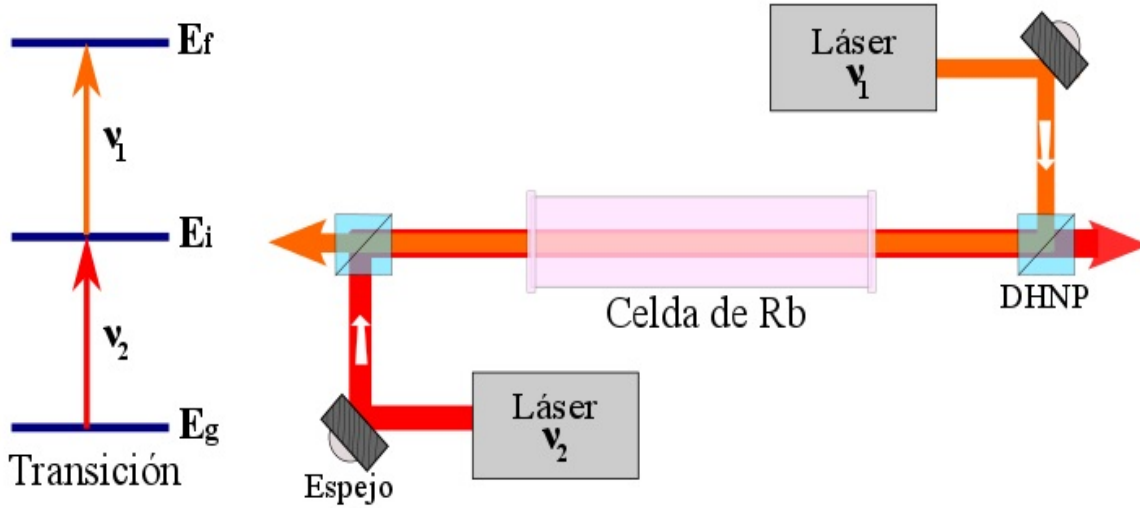


Figura 3.11: Espectroscopia de dos fotones. Los electrones atómicos son llevados del estado base g al estado i con energía E_i mediante un haz de frecuencia ν_2 . Una vez ahí, un segundo haz de frecuencia ν_1 los lleva al estado final f con energía E_f .

Es posible llevar a cabo experimentos de espectroscopia de dos fotones usando dos haces láser contrapropagantes, a lo largo de una muestra de vapor atómico, ya sea de frecuencias iguales [74, 75] ó frecuencias distintas [76]. El segundo caso es relevante ya que en esta tesis se ocupan dos láseres de frecuencias ν_1 y ν_2 ($\nu_1 \neq \nu_2$).

La figura 3.11 muestra un arreglo experimental para observar la absorción de dos fotones. El par de haces láser con frecuencias ν_1 y ν_2 interactúan con átomos de tres niveles que poseen un estado base g con energía E_g , un estado intermedio i con energía E_i , y un estado final f con energía E_f . Entonces, las frecuencias de las transiciones de un solo fotón son $\nu_{ig} = (E_i - E_g)/h$ y $\nu_{fi} = (E_f - E_i)/h$. Por otro lado, la frecuencia de la transición de dos fotones es $\nu_{fg} = (E_f - E_g)/h$.

Si la desintonización $\nu_2 - \nu_{ig} \ll 1$, es decir cuando el láser ν_2 entra en resonancia con el estado i , el perfil de línea de la transición de dos fotones es dado por [9]

$$g = \frac{y_i y_f (y_i + y_f)}{2\pi^{9/2}} \frac{1}{(b-a)^2 + (y_i + y_f)^2} \quad (3.14)$$

cuyos parámetros son definidos como

$$\begin{aligned}
 y_i &= (\ln 2)^{1/2} \frac{\Delta v_i}{v_2 \bar{v}/c}, \\
 y_f &= (\ln 2)^{1/2} \frac{\Delta v_f}{(v_2 - v_1) \bar{v}/c}, \\
 a &= 2(\ln 2)^{1/2} \frac{v_2 - v_{ig}}{v_2 \bar{v}/c}, \\
 b &= 2(\ln 2)^{1/2} \frac{v_1 + v_2 - v_{fg}}{(v_2 - v_1) \bar{v}/c}, \\
 \bar{v} &= (8kT \ln 2/m)^{1/2}
 \end{aligned}$$

donde c la velocidad de la luz, y Δv_f y Δv_i son los anchos de línea naturales de los estados final e intermedio, respectivamente. Este perfil es una Lorentziana centrada en $b=a$, correspondiente a

$$v_1 + v_2 = v_{fg} + \left[\frac{(v_2 - v_1)}{v_2} \right] (v_2 - v_{ig}), \quad (3.15)$$

y un ancho de línea (FWHM)

$$\Delta v_{FWHM} = \Delta v_f + \frac{(|v_2 - v_1|)}{v_2} \Delta v_i. \quad (3.16)$$

Cabe notar que el ancho de línea solo depende de los anchos naturales, o en otras palabras, el ancho de línea de una transición de dos fotones está libre del ensanchamiento Doppler.

Capítulo 4

Espectroscopia de dos fotones: experimento

Uno de los proyectos del Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica, IF-UNAM, es efectuar experimentos de mezclado de cuatro ondas en átomos de ^{87}Rb con la configuración diamante de la figura 4.1. La excitación de la transición de dos fotones $5\text{S}_{1/2} \rightarrow 5\text{P}_{3/2} \rightarrow 5\text{D}_{3/2}$ es el paso inicial del FWM, para realizar un estudio posterior del par de fotones producidos por el decaimiento $5\text{D}_{3/2} \rightarrow 5\text{P}_{1/2} \rightarrow 5\text{S}_{1/2}$.

El presente Capítulo se centra en el diseño, desarrollo e implementación de los dos arreglos láser para estimular la transición de dos fotones. El primer arreglo es estabilizado en 780 nm usando la espectroscopia de absorción saturada, mientras que el segundo arreglo fue pensado para anclarse en 776 nm mediante la espectroscopia de polarización. Adicionalmente, el arreglo de 780 nm es capaz de suministrar luz hacia otros experimentos en el laboratorio, v.g., el enfriamiento de átomos, y por ello se le hace referencia como *láser maestro*.

Este experimento, en particular, se realizó manteniendo constante la frecuencia del láser maestro (780 nm) mientras se variaba la frecuencia del segundo arreglo (776 nm), hasta observar la fluorescencia azul emitida por los decaimientos $6\text{ }^2\text{P}_{3/2,1/2} \rightarrow 5\text{ }^2\text{S}_{1/2}$ vistos en la figura 2.2.

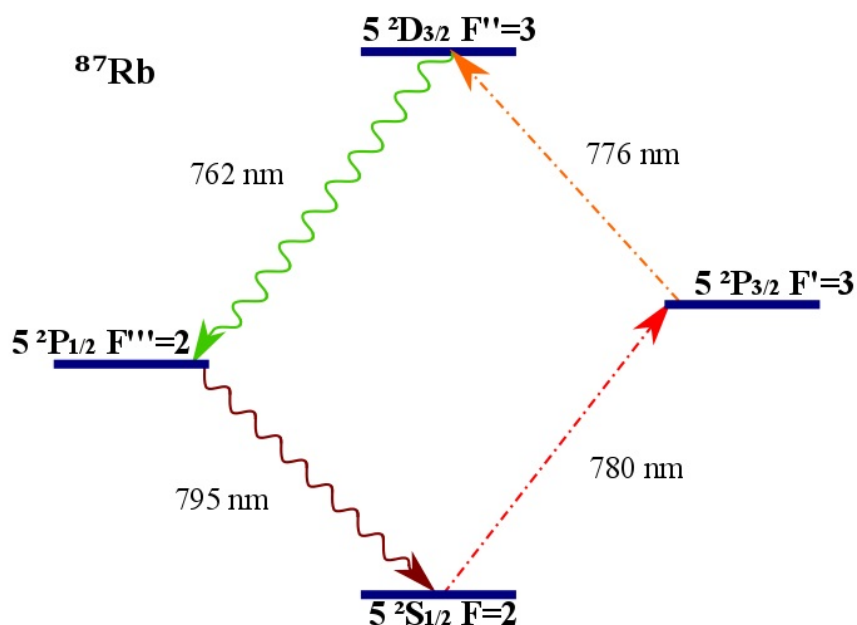


Figura 4.1: Configuración diamante para experimentos de mezclado de cuatro ondas con átomos de ^{87}Rb , utilizado en el Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica del IF-UNAM.

4.1. Láser maestro

La primer transición de la espectroscopia de dos fotones es inducida por un CEL, que produce un haz de bombeo centrado en $780\ \text{nm}$, el cual se ocupa de llevar a los átomos del estado base $5S_{1/2}$ al estado $5P_{3/2}$ (línea D2). En esta Sección se describe el proceso de estabilización de la frecuencia del CEL- 780 , valiéndose de la técnicas de espectroscopia de absorción saturada, para identificar las transiciones hiperfinas del Rb, y de la modulación Zeeman para producir una señal de anclamiento.

4.1.1. Arreglo de espectroscopia de absorción saturada

El arreglo de espectroscopia construido se muestra en la figura 4.2, y está basado en [77]. La luz del CEL- 780 es enviada a través de una par de espejos de alineación que ayudan a mantener el haz a una altura fija de $7.5\ \text{cm}$ sobre una placa de granito *Grisal*, en la cual está pegada toda la óptica mediante postes de aluminio. El pegamento empleado es un tipo

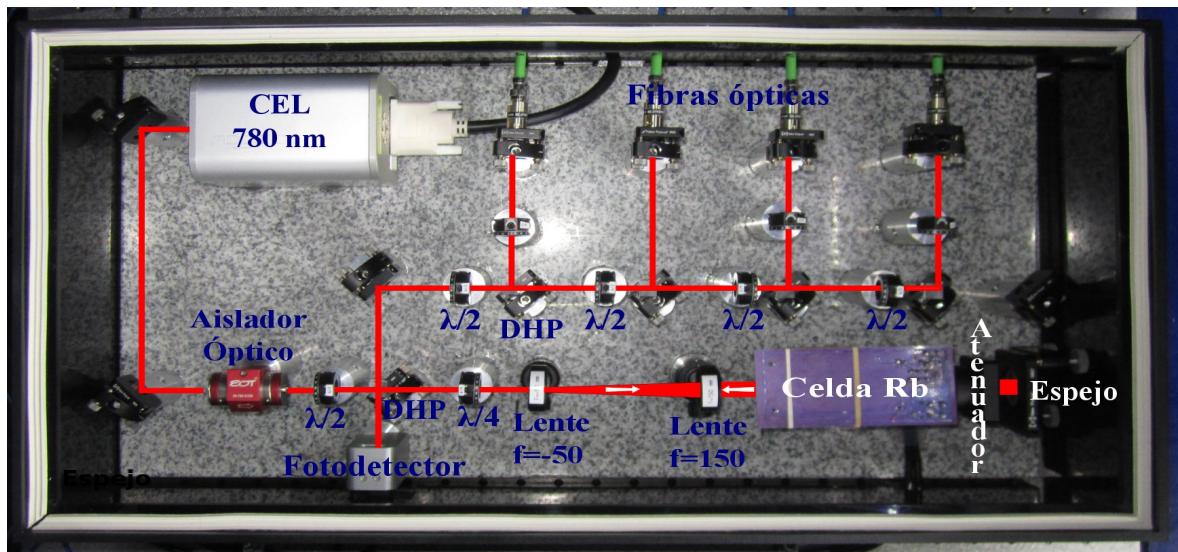


Figura 4.2: Arreglo de espectroscopia de absorción saturada. Todo el arreglo óptico está pegado sobre una placa de granito, y está constituido por una rama de espectroscopia y una rama de salidas a fibra óptica dirigidas hacia diferentes experimentos. En la rama de espectroscopia, el diámetro del haz es amplificado y hecho pasar por la celda de Rb para luego ser atenuado y reflejado. Después de atravesar la celda por segunda vez, el haz incide en el fotodetector. La rama de salidas envía luz hacia otros experimentos por medio de cables de fibra óptica. (DHP) Divisor de haz polarizante ($\lambda/2$) Retardador de media onda ($\lambda/4$) Retardador de cuarto de onda.

adhesivo instantaneo conocido como *LOCTITE* 495. Un aislador óptico *EOT4/780LP* permite una transmisión del haz, $\sim 82\%$, en una única dirección, atenuando las reflexiones ~ 30 dB para una longitud de onda de 780 nm ¹. Luego, el haz es dividido en dos, con polarización ortogonal entre sí, usando un divisor de haz polarizante (DHP). Un retardador de media onda $\lambda/2$, colocado antes del DHP, rota el eje de polarización del haz cambiando las componentes ortogonales, definiendo la cantidad de luz transmitida y la luz reflejada.

El haz transmitido alcanza la *rama de espectroscopia* del arreglo con una intensidad de 1 mW , suficiente para generar la señal de absorción. En tanto, el haz reflejado llega, con el resto de la intensidad² a la *rama de fibras ópticas*. Cabe mencionar que la potencia del CEL está limitada a $\sim 125\text{ mW}$ por una corriente máxima de 200 mA fijada por el DLC. En

¹Para más información consultar [78]

² $\sim 48\text{ mW}$ para un temperatura de $19.80\text{ }^\circ\text{C}$ y una corriente de 113.89 mA

principio, sería posible aumentar la corriente próxima al límite para conseguir mayor poder sin poner en riesgo al diodo, no obstante su vida útil podría verse reducida.

La rama de espectroscopia está conformada por un telescopio, compuesto por una lente cóncava de distancia focal $f=-50$ mm y una lente convexa de $f=150$ mm, cuyo propósito es amplificar tres veces el diámetro del haz, y por tanto incrementar el volumen de su interacción con los átomos. Después de la amplificación, el haz (de saturación) atraviesa la mezcla de vapor de ^{85}Rb y ^{87}Rb contenido en una celda.

En seguida, un atenuador de 3 dB se utiliza para reducir por cuatro la intensidad del haz ya que se hace pasar un par de veces a través de él, con la ayuda de un espejo. Este haz, ahora más débil con respecto al haz de saturación, se envía a través de la celda (como el haz de prueba) hasta llegar a un retardador de cuarto de onda $\lambda/4$. Este último, desempeña la función de optimizar la operación del fotodetector al proporcionarle $\sim 250 \mu\text{W}$ de luz incidente, de acuerdo a lo recomendado en el manual [69]. Al pasar dos veces por el $\lambda/4$ la polarización del haz se rota 90° , permitiendo controlar la cantidad de luz reflejada por el divisor hacia el fotodetector, el cual percibe los cambios en la absorción del haz de prueba mientras se barre la frecuencia del CEL-780.

Por otro lado, la rama de fibras es la encargada de distribuir la mayor parte de la potencia de salida del CEL entre las salidas a fibra óptica, con destino hacia experimentos con átomos fríos y calientes, tanto en celda o en MOT. Cada salida está compuesta por un retardador de media onda, un divisor, y un acoplador de fibra óptica. La fibra óptica empleada, *P3-780PM-FC*, son del tipo PM (polarization-maintainig), es decir, mantienen la polarización de entrada.

Un elemento adicional que favorece la estabilidad de la temperatura, es que el láser maestro está cubierto por una caja negra de acrílico que evita cambios bruscos de temperatura debidos a corrientes del sistema de aire acondicionado.

4.1.2. Espectro de absorción saturada

El espectro de absorción saturada, generado por el fotodetector cuando se barre la frecuencia en torno a los 780 nm, se muestra en la figura 4.3. La amplitud máxima del barrido (150 V ó ~ 10 GHz) hace posible recorrer los cuatro pozos Doppler de la línea $D2^3$ del ^{85}Rb y ^{87}Rb (ver figura 2.2), una característica que solamente unos pocos láseres poseen. Los parámetros de fábrica del CEL-780 indicaban la aparición de una señal de espectroscopia para una temperatura de 19.80°C y una corriente de 167.35 mA. Esta fue la primera señal encontrada, además de otras cuatro mostradas en la tabla 4.1. La señal seleccionada para

Señal	Corriente (mA)	Potencia (mW)
I	55.70	24
II	84.95	44
III	89.19	52
IV	113.89	70
V	167.35	113

Tabla 4.1: Corrientes en las que se encuentran los espectros de absorción saturada para una temperatura de 19.80°C . Las intensidades presentadas son mediciones hechas a la salida del CEL-780 (antes de verse atenuadas por el aislador y la óptica).

trabajar es la IV, por su cercanía a la mitad de la corriente máxima, un punto donde la potencia es suficiente para alimentar las cuatro fibras ópticas. Los barridos se realizaron con una velocidad de 20 Hz.

La distancia (en frecuencia) entre los pozos externos (^{87}Rb) es de 6.8 GHz [55], mientras la de los pozos centrales (^{85}Rb) es de 3.0 GHz [56], y se usó para calibrar las gráficas de la figura 4.3 e identificar los picos hiperfinos. En el primer pozo (de izquierda a derecha) todos los picos comparten el mismo estado base hiperfino $F=2$ (ver figura 2.1), por ello se etiquetará como: $^{87}\text{Rb } F=2$. En éste se observan claramente los picos correspondientes a las transiciones entrecruzadas $C_{1/3}$, $C_{2/3}$, y la transición a $F'=3$; mientras que el resto de los picos ($F'=1$, $F'=2$, $C_{1/2}$) apenas pueden ser apreciados.

Lo mismo sucede con el pozo $^{85}\text{Rb } F=3$, en donde se tienen tres picos más intensos

³Transición fina $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$

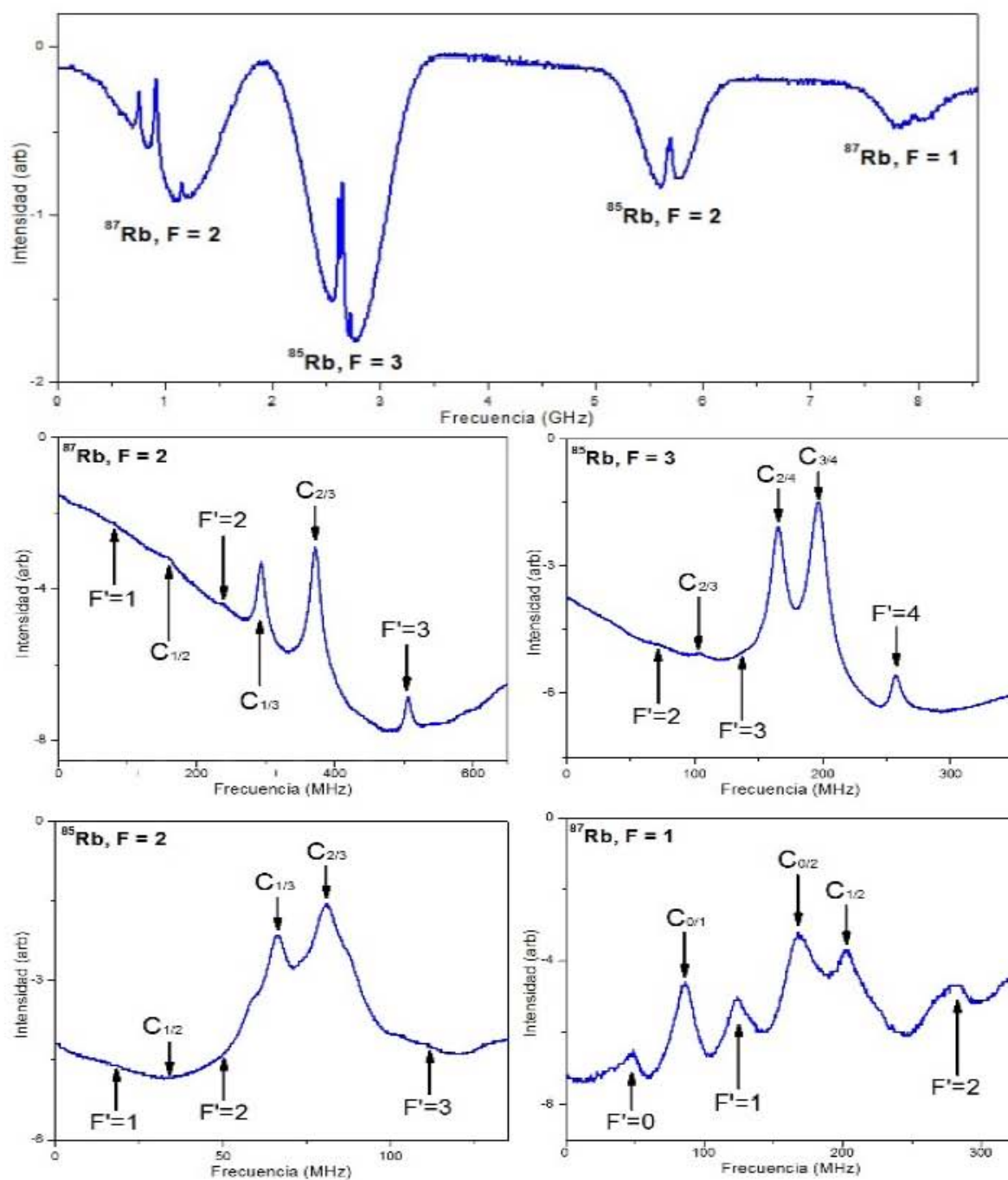


Figura 4.3: Espectro de absorción saturada, en cual se pueden observar los cuatro pozos de la línea D2 del ^{85}Rb y ^{87}Rb . Disminuyendo la amplitud del barrido es posible ver con más detalle cada uno de los picos hiperfinos dentro de los pozos.

$C_{2/4}$, $C_{3/4}$ y $F'=4$; y otros tres más débiles $F'=2$, $F'=3$, $C_{2/3}$. Por ejemplo, el enfriamiento láser suele usar la transición cerrada⁴ $F=2 \rightarrow F'=3$ del ^{87}Rb (ó la $F=3 \rightarrow F'=4$ del ^{85}Rb) para anclar un láser de enfriamiento. Y con el fin de evitar que la población de átomos se vea atrapada en el estado $F=1$ ($F=2$ del ^{85}Rb) un láser de *rebombeo* es anclado a la transición $F=1 \rightarrow F'=2$ ($F=2 \rightarrow F'=3$ del ^{85}Rb), para bombear la población pérdida de regreso al estado base $F=2$ ($F=3$ en ^{85}Rb) [79].

Por otra parte, en el tercer pozo etiquetado por ^{85}Rb $F=2$ se distinguen únicamente los dos picos asociados a los entrecruces $C_{1/3}$ y $C_{2/3}$, en tanto las demás transiciones son tan tenues que se pierden en el ruido de la señal. Caso contrario pasa con el pozo ^{87}Rb $F=1$, donde las seis transiciones se notan evidentemente.

En principio, el CEL-780 podría estabilizarse a cualquier frecuencia asociada con algún pico hiperfino en el espectro. No obstante, esta señal de absorción no está lista para anclar por la dificultad de fijar la frecuencia en un pico, donde cualquier perturbación en la frecuencia significa una disminución en la absorción. La solución a este problema es la diferenciación de la señal de absorción saturada. Al diferenciar se consigue una nueva señal, conocida como *señal de error* o *dispersión*, con la característica de convertir un máximo (pico) en un punto cero. Este punto es un valor que atraviesa el cero de la señal, visible en un osciloscopio (ver fig. 4.6). Ajustando la perilla ERROR OFFSET (del DLC) se puede trasladar la señal de tal manera que cruce por cero en la frecuencia deseada. El cambio de polaridad que se produce en el cruce por cero permite al PID del DLC (ver sec. 3.1.1) retornar a la frecuencia de referencia, luego de sufrir perturbaciones externas.

4.1.3. Sistema de anclado

En la espectroscopia láser existen diversas maneras de generar una señal de dispersión. El sistema de anclaje aplicado al láser maestro se basa en la modulación Zeeman de los subniveles atómicos (frecuencias de referencia) a través de un campo magnético externo manejado por un circuito RLC.

⁴Este tipo de transición tiene la característica que al ser excitadas decaen por el mismo camino, aunque en la práctica existe una pequeña probabilidad de que se de una transición hacia otro estado.

Modulación Zeeman

Este tipo de modulación permite la generación de la señal diferencial del espectro de absorción saturada sin requerir alguna modulación sobre la frecuencia del láser. El principio fundamental en el que se basa la modulación Zeeman considera el coeficiente de absorción atómica $\alpha(\nu)$ de la ec. (3.4),

$$\alpha(\nu) = \frac{Ne^2\pi}{4\epsilon_0mc} L(\nu, \nu_0),$$

donde

$$L(\nu, \nu_0) = \frac{\left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2}$$

representa la parte dependiente de la frecuencia. Ahora, si se normaliza la desintonización de la frecuencia con

$$x = \frac{(\nu - \nu_0)}{\Gamma_0}, \quad \Gamma_0 = \frac{\gamma}{4\pi} \quad (4.1)$$

se puede abreviar $L(\nu, \nu_0)$ y definir

$$S(x) \equiv \frac{1}{x^2 + 1}. \quad (4.2)$$

Suponiendo que la desintonización x es ligeramente modulada alrededor de una frecuencia x_0 , en este caso se puede escribir

$$x(t) = x_0 + \Delta x \sin(\nu_m t) \quad (4.3)$$

donde Δx es una amplitud de modulación y ν_m es la frecuencia de modulación. Si la amplitud de modulación Δx es mucho menor que el ancho de línea de la transición atómica, entonces el perfil de línea $S(x)$ puede ser aproximado, usando la serie de Taylor, por

$$S(x) \sim S(x_0) + \Delta x \left. \left(\frac{dS}{dx} \right) \right|_{x_0} \sin(\nu_m t). \quad (4.4)$$

Al analizar la señal $S(x)$ con un amplificador Lock-In, sucede que se multiplica a la

señal $S(x)$ por la señal de modulación $\sin(\nu_m t)$ y la integra en el tiempo (mediante el uso de un filtro paso bajo) para eliminar todos los términos dependientes del tiempo y obtener

$$S_1(x) \equiv \int S(x) \sin(\nu_m t) dt = \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta x \left(\frac{dS}{dx} \right) \Big|_{x_0}, \quad (4.5)$$

la cual, es la señal de error (o visto matemáticamente es el valor eficaz o componente de Fourier RMS de $S(x)$).

Generalmente S es una función par localmente alrededor de $x = 0$, entonces S_1 es una función impar de x , proporcional a la derivada de S , lo que ofrece una señal que cruza por cero en $x=0$ para los picos de S . Y en vista de que S_1 es una función de $(\nu - \nu_0)$, la desintonización puede ser variada modulando, ya sea la frecuencia del mismo láser ν o la frecuencia de absorción ν_0 .

En el caso de la modulación Zeeman la variación de la desintonización es lograda modulando la frecuencia de absorción ν_0 sometiendo los átomos a un campo magnético B e induciendo la transición con luz circularmente polarizada (helicidad ξ) propagándose a lo largo de la celda.

Para una transición Zeeman el coeficiente de absorción es prácticamente $S(x_L)$, donde $x_L = x + \frac{2\pi\xi\mu_B B}{\Gamma h}$ puede ser modulada variando B y manteniendo ξ constante, o viceversa, modulando ξ con B constante. En este experimento se toma el primer caso usando un campo uniforme B oscilante, el cual provoca un desdoblamiento Zeeman, que desplaza las transiciones atómicas una frecuencia $\frac{\mu_B}{h} B$ con

$$\frac{\mu_B}{h} = \frac{e\hbar}{2m_e h} = 1.4 \text{MHz/Gauss}, \quad (4.6)$$

donde μ_B es el magnetón de Bohr. Por lo tanto, para producir un cambio en la frecuencia de aproximadamente 1 MHz ($\frac{\mu_B}{h} B = 1 \text{MHz}$, menos de la mitad de la anchura de un pico) se necesita un campo B con una amplitud de 0.7 Gauss.

Circuito RLC

La producción del campo magnético B variable se llevó a cabo al pasar una corriente alterna

sinusoidal (CA) de una frecuencia $f = 250$ kHz ($\omega = 1.57$ MHz), a través de una *bobina Zeeman*, que es un solenoide alrededor de la celda de rubidio (de 75 mm de largo, 25 mm de diámetro) hecho con cable de 0.5106 mm (24 AWG) de diámetro.

Dado que el campo magnético dentro de un solenoide largo esta dado por

$$B = \mu_0 n I, \quad (4.7)$$

donde I es la corriente, $n = \frac{N}{\ell}$ es el número total de vueltas N dividido entre la longitud del embobinado $\ell = 7.5$ cm, y μ_0 la permeabilidad magnética del vacío; entonces para alcanzar un campo $B = 0.7$ G se precisa calcular la corriente necesaria, dada una n . En la práctica, el número de vueltas del cable alrededor de la celda es de 115 vueltas, lo que significa una $n = 1533 \text{ m}^{-1}$, y por consiguiente una $I = 36$ mA.

El voltaje ε requerido por la bobina con inductancia L está dado por

$$\varepsilon = -L \frac{di}{dt} \quad (4.8)$$

y por consiguiente el voltaje máximo ε_{max} es

$$\varepsilon_{max} = L i_0 \omega \quad \text{donde} \quad L = \mu_0 n^2 A \ell = 112 \times 10^{-6} \text{ H}, \quad (4.9)$$

con μ_0 la permeabilidad magnética del vacío, A el área de la sección transversal de la celda e i_0 la amplitud máxima de la corriente sinusoidal de frecuencia ω (notar que $i_0 \equiv I$). Por tanto, el valor de ε_{max} es igual a 6.4 V.

Por último, hay que tomar en cuenta la velocidad con la que puede cambiar el voltaje de salida. Esta tasa de cambio de voltaje en un generador de corriente alterna se llama *slew rate* (SR) y se calcula con la expresión

$$SR = \frac{d\varepsilon}{dt}. \quad (4.10)$$

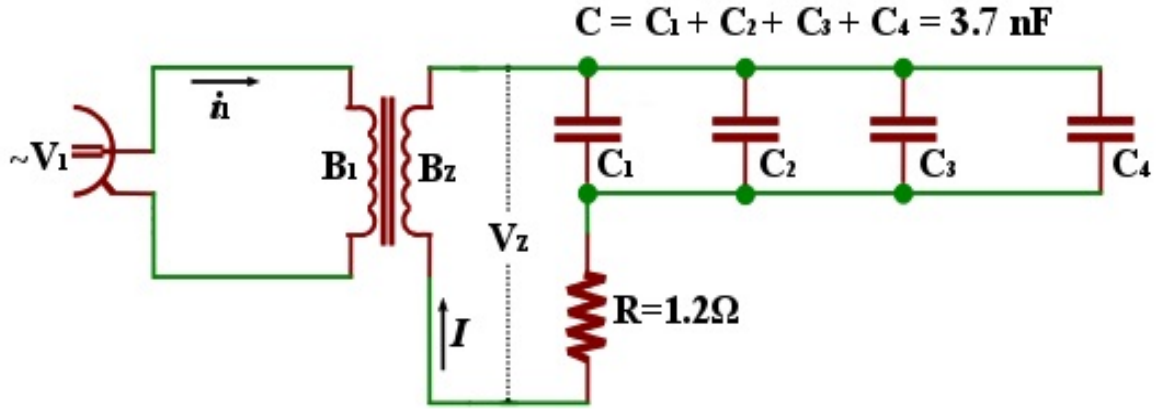


Figura 4.4: El circuito RLC está compuesto por la bobina B_z , un resistencia R y cuatro capacitores en paralelo, equivalentes a un capacitor C . La corriente I en el circuito es producida por el generador del DLC ($\sim V_1$) a través de un transformador formado por las bobinas B_1 y B_z .

Entonces la SR demandada para generar la amplitud de voltaje ϵ_{max} en la bobina es

$$SR = -L \frac{d^2 i}{dt^2} \quad \Rightarrow \quad SR_{max} = \epsilon_{max} \omega = Li_0 \omega^2, \quad (4.11)$$

lo que da una $SR_{max} = 10 \text{ V}/\mu\text{s}$.

Sin embargo, el DLC no tiene la capacidad de alimentar dicha bobina, puesto que maneja hasta $\pm 0.5 \text{ A}$ y $\pm 8 \text{ V}$ con una SR máxima de $6 \text{ V}/\mu\text{s}$. La manera en que se solucionó el problema fue usar una bobina B_1 , de tan solo once vueltas (reduciendo la inductancia dos ordenes de magnitud y por tanto también la SR), y un *circuito RLC* (ver figura 4.7) en resonancia con el generador del DLC. El circuito RLC es un sistema constituido básicamente de tres elementos: la bobina Zeeman (B_z), una resistencia (R) y una capacitancia (C); dispuestos en serie. Para maximizar la corriente que pasa por B_z , el valor de C es escogido de tal manera que la frecuencia de resonancia, $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, del circuito RLC coincida con la frecuencia ω del generador, es decir

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \Rightarrow \quad C = \frac{1}{\omega^2 L} = 3.6 \times 10^{-9} \text{ F}. \quad (4.12)$$

En la práctica, se encontró la resonancia usando cuatro capacitores en paralelo: $C_1 = 2.2$ nF, $C_2 = 1$ nF, $C_3 = 0.47$ nF y $C_4 = 0.022$ nF; cuya capacitancia total C es de 3.692 nF.

Por otro lado, el valor de la resistencia fue seleccionado tomando como referencia un *factor de calidad*, Q , del circuito resonante. Este factor es una medida de la eficiencia con la cual este resuena y está definido como

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad \text{con} \quad \Delta\omega = \frac{R}{L}, \quad (4.13)$$

lo que significa que a mayor Q más estrecho es el ancho de banda $\Delta\omega$ de la frecuencia de resonancia.

Experimentalmente el ancho de banda Δf ($\Delta\omega$) se encontró alimentando con un generador de onda al circuito RLC. Al variar la frecuencia de la fuente se pueden encontrar las frecuencias de corte⁵ f_1 y f_2 . El ancho de banda está dado por $\Delta f = f_2 - f_1 \approx 15$ KHz ($\Delta\omega \approx 95$ KHz), y por tanto una $Q \approx 16$ para una $R = 1.2 \Omega$; en contraste, se calculó un $\Delta\omega = 10.7$ KHz, para la misma resistencia. La discrepancia entre el valor teórico y experimental es debida a un valor de resistencia asociado al embobinado, que no se toma en cuenta en la teoría. En principio, se podría escoger una resistencia menor para seguir disminuyendo el ancho de banda pero esto resultaría en un incremento en la corriente.

Ahora bien, para inducir la corriente i a través del circuito RLC se usa un *transformador*, integrado por la bobina primaria B_1 y la bobina Zeeman B_z . La bobina B_1 es enrollada directamente sobre la bobina B_z , y a su vez son montadas en el PCB donde se encuentra soldado el circuito RLC, como se ve en la figura 4.5. En el caso ideal, un transformador permite inducir un voltaje y una corriente en B_z al aplicar una corriente variable en B_1 , sin pérdidas de potencia de ningún tipo. La relación entre el voltaje de entrada V_1 en B_1 y el voltaje de salida V_z en B_z cumple la razón

$$\frac{V_1}{V_z} = \frac{N_1}{N}. \quad (4.14)$$

⁵La frecuencia, bien por arriba o bien por debajo de la cual el voltaje de salida de un circuito se reduce un factor de $1/\sqrt{2}$, con respecto a la frecuencia de resonancia.

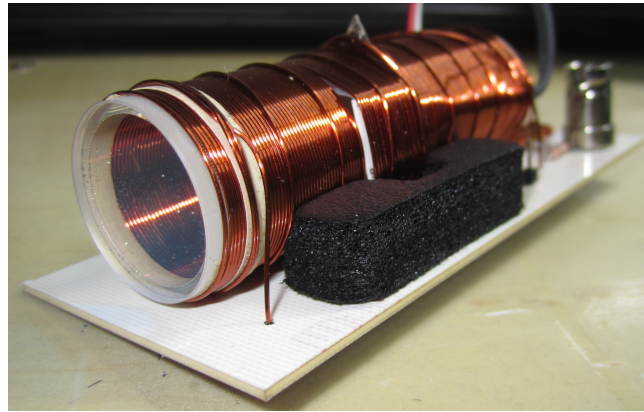


Figura 4.5: Celda de Rb enrollada por la bobina Zeeman (115 vueltas), y a su vez por la bobina primaria (11 vueltas), montada en el PCB del circuito RLC.

Donde N_1 es el número total de vueltas de B_1 . Y como se despreciaron pérdidas de potencia, entonces la potencia que entra en B_1 debe ser la misma que sale en B_z , es decir,

$$\begin{aligned} P_1 &= P_z \\ i_1 \cdot V_1 &= i \cdot V_z, \end{aligned} \quad (4.15)$$

por lo tanto, ocupando la ec. (4.14) y (4.15) se llega a la igualdad

$$\frac{V_z}{V_1} = \frac{i_1}{i} = \frac{N}{N_1}. \quad (4.16)$$

Como $\frac{N}{N_1}$ es ~ 10.5 , entonces el voltaje V_z es 11.5 veces más grande que V_1 , mientras que i es 11.5 veces más pequeña que i_1 . Tomando esto en cuenta, se puede ajustar la amplitud de la señal de modulación de corriente proporcionada por el DLC (con I_{mod}) hasta una $i_1 = 414$ mA, y de este modo obtener la $I = 36$ mA.

Señal de dispersión

La señal de error o dispersión generada por la modulación Zeeman se muestra en la figura 4.6. En ella se observa el pozo ^{87}Rb $F=2$ con las tres pendientes asociadas a los picos de las transiciones entrecruzadas $C_{1/3}$, $C_{1/2}$, y la transición a $F' = 3$.

El CEL-780 se estabiliza en la frecuencia asociada a la transición $F=2 \rightarrow F'=3$ del ^{87}Rb . La razón es que porque esta transición presenta el mayor acoplamiento dipolar, y la mayor probabilidad de transición cuando se excitan átomos con luz circularmente polarizada, característica empleada por la espectroscopia de polarización.

La señal diferencial (fig. 4.6) está optimizada de tal forma que su pendiente sea máxima y cruce por cero mediante las perillas GAIN y ERROR OFFSET, respectivamente. Cabe

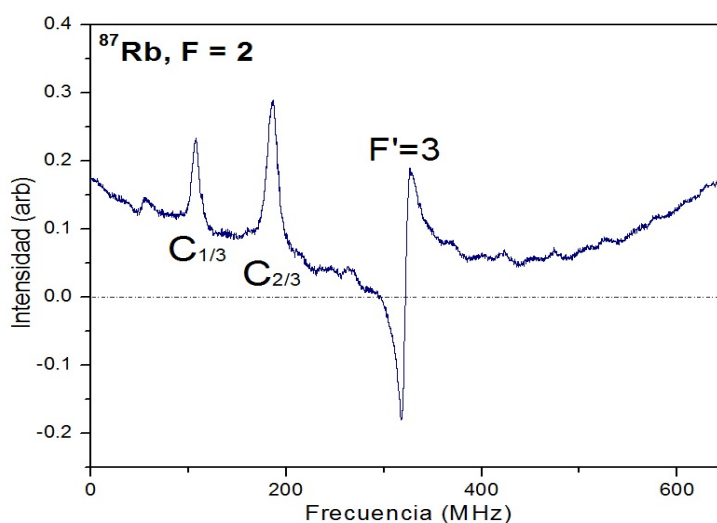


Figura 4.6: Señal de dispersión del pozo ^{87}Rb $F=2$. La señal está optimizada para que la frecuencia de transición a $F'=3$ cruce por cero, y su pendiente sea máxima.

hacer notar que existen dos cruces por cero, sin embargo, el controlador anclará automáticamente en el cruce por cero más cercano al punto trigger, es decir, al centro de la señal. Además el DLC, tiene la capacidad de distinguir el signo de la pendiente en caso de que dos cruces se encuentren cerca.

Finalmente, el anclamiento de la frecuencia es hecho por el servosistema, integrado en el DLC y descrito en la sección 3.1.1. Al apagar el escaneo bajando el interruptor SCAN/LOCK a LOCK, mientras el punto de interés está claramente en el centro del barrido, y haciendo lo mismo para el interruptor OFF/LOCK a LOCK se ancla la frecuencia del CEL-780, en otras palabras, en este punto el láser maestro se encuentra anclado.

4.2. Haz de 776 nm

La transición entre el estado $5P_{3/2}$ y el estado final $5D$ con momento angular $3/2$ y $5/2$, es el segundo paso en la espectroscopia de dos fotones (fig. 4.1). La excitación de esta transición se lleva a cabo con un CEL centrado en 776 nm (CEL-776). Esta sección tiene el propósito de exponer el diseño del arreglo utilizado para excitar la transición de dos fotones $5S \rightarrow 5D$. Dicho diseño está basado en la espectroscopia de polarización pero usando dos haces de distinta longitud de onda. El haz de 780 nm toma el papel del haz de bombeo, y el haz de prueba es adoptado por el haz de 776 nm (ver sec. 3.5). Así también se explica el proceso por el cual se alcanzó el estado final a través de la visualización de fluorescencia azul.

4.2.1. Arreglo de espectroscopia de dos fotones

El arreglo de espectroscopia de dos fotones se muestra en la figura 4.7, y está dividido en tres ramas (señaladas por fondos de colores distintos) que son: 1) espectroscopia (blanco), 2) detección (verde) y 3) modulación/salidas (azul) donde se da la sintonía fina, de unos cuantos MHz, a la luz que va a las fibras ópticas.

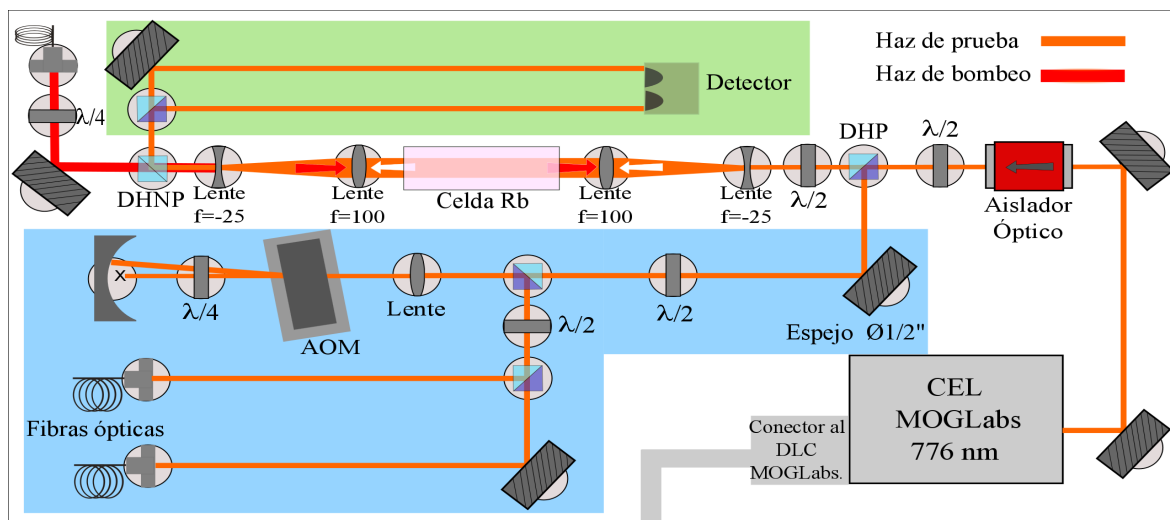


Figura 4.7: Arreglo de espectroscopia de dos fotones se divide en tres ramas: (blanco) espectroscopia, (verde) detección y (azul) modulación. (DHNP) Divisor de haz no polarizante; (AOM) Modulador acústico-óptico; (DHP) Divisor de haz polarizante.

La rama de espectroscopia es la parte del arreglo experimental construido en esta tesis, y su estructura está basada en la de espectroscopia de polarización [34]. La luz producida por el CEL-776, haz de prueba (naranja), viaja a través de un par de espejos de alineación, un aislador óptico (EOT), y un retardador $\lambda/2$ situado antes de un DHP que fija la cantidad de luz transmitida. Un segundo $\lambda/2$ es usado para girar la polarización lineal del haz antes de ser amplificado transversalmente (cuatro veces) por un par de lentes ($f = -25$ mm, $f = 100$ mm), y enviado a través de la celda.

Por otro lado, el haz de bombeo (rojo) es proporcionado por el láser maestro mediante una entrada de fibra óptica (esquina superior izquierda de la fig.4.7). Un retardador $\lambda/4$, colocado enseguida, toma la polarización lineal del haz y la convierte en polarización circular. Luego, un espejo y un telescopio ($f = -25$ mm, $f = 100$ mm) se encargan de la alineación y amplificación del haz, respectivamente. De esta manera ambos haces llegan a la celda, en donde el haz de 780 nm excita a los átomos desde el componente hiperfino $F = 2$ del estado base $5S$ hacia el $F = 3$ del estado $5P_{3/2}$ (línea D2 del rubidio), y al mismo tiempo induce una birrefringencia en el medio atómico. Mientras el haz de 776 nm, contrapropagante al primer haz, proporciona un fotón para la excitación hacia los niveles hiperfinos del estado $5D_j$ ($j = 3/2, 5/2$), y además percibe la birrefringencia que se ve reflejada en la diferencia entre las componentes de su polarización lineal.

Un divisor de haz no polarizante (DHNP) es empleado para reflejar la mitad de la luz, sin modificar la polarización entrante, hacia la rama de detección (verde) en donde un DHP se encarga de separarla en sus dos componentes ortogonales, y un fotodetector de generar la señal de dispersión a partir de la resta de las señales asociadas a dichas componentes.

Finalmente, la rama de modulación (azul) se ocupará de desintonizar la frecuencia del láser, típicamente varias decenas de MHz, de forma controlada utilizando un modulador acusto-óptico (AOM por sus siglas en inglés). Esta luz será enviada al mezclado de cuatro ondas u otros experimentos mediante cables de fibra óptica.

Ahora bien, la finalidad del experimento de espectroscopia de dos fotones es alcanzar el estado $5D_j$ por medio del par de haces mencionados. Un modo de verificar que dicho estado fue alcanzado es mediante la visualización de fluorescencia azul. Después de la transición de

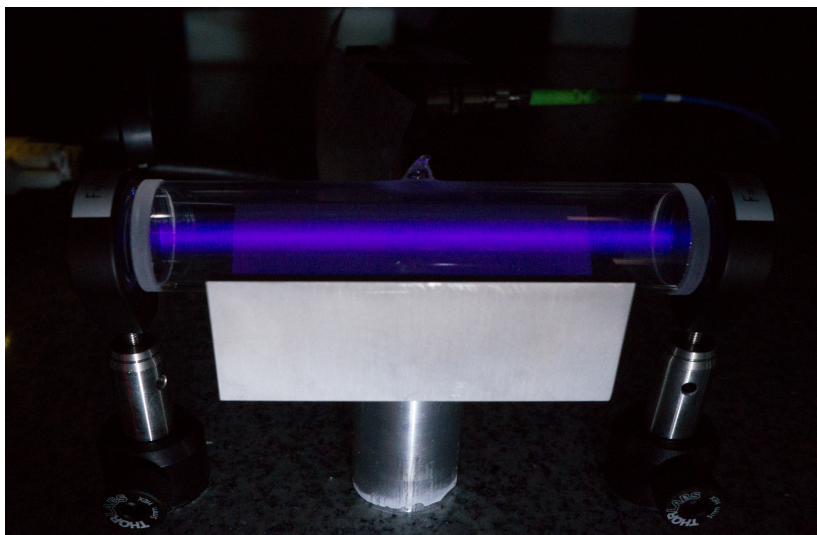


Figura 4.8: Fluorescencia azul emitida por el decaimiento desde los estados $6P_{1/2}$ y $6P_{3/2}$ al estado base $5S$ en ^{87}Rb . Las potencias del haz de bombeo (780 nm) y el haz de prueba (776 nm) son de 55.3 mW y 15.5 mW, respectivamente.

dos fotones, los átomos en el estado $5D_j$ decaen de regreso al estado base. Un decaimiento se da por la emisión en cascada de un fotón infrarrojo ($5\ \mu\text{m}$) al estado $6P_j$ ($j = 1/2, 3/2$), seguido por la emisión de un fotón de 420 nm (ver figura 2.2), longitud de onda dentro del espectro visible.

La observación de la fluorescencia (ver fig 4.8) se logró de forma sistemática. Primeramente, se necesitó anclar el láser maestro a los 780 nm para excitar los átomos al estado $5^2P_{3/2}$ ($F'=3$). Y puesto que, el CEL-776 se encontraba desplazado varios terahercios de los 776.16 nm se necesitó emplear el control primario de la longitud de onda, es decir, se procedió al ajuste del ángulo de rotación del filtro de interferencia. No obstante, la sensibilidad a la rotación del tornillo de ajuste es de aproximadamente 0.5 nm (0.25 THz) por vuelta, lo que hizo esencial emplear un medidor de onda *WS/6*, marca *HighFinesse*, para monitorear la frecuencia del CEL-776.

Primero con rotaciones manuales amplias se llevó al CEL-776 alrededor de los 776 nm en el medidor de onda. Una vez ahí, la rotación del tornillo se redujo lo más posible (como el pulso humano lo permite), produciendo un avance mínimo en la frecuencia en un

rango de 775.5 nm a 776.5 nm. Entre cada uno de estos avances, se utilizó también la perilla CURRENT del DLC para variar la corriente del diodo, permitiendo un desplazamiento de la frecuencia de 3 GHz/mA en un rango de 70 a 170 mA (100 mA ó 0.3 THz). El proceso se repitió, al mismo tiempo que se observaba la celda en busca de algún indicio de emisión de luz azul. Finalmente se logró encontrar la fluorescencia azul en una frecuencia de 386.2522 THz dada por el medidor de onda.

La fluorescencia se halló a una temperatura de 20.61 °C, y una corriente de 151.95 mA. Las intensidades medidas en el haz de prueba y el haz de bombeo fueron de 55.3 mW y 15.5 mW, respectivamente. Nótese que estas potencias no están optimizadas por ser la primera observación.

Lo que restaría por hacer en el futuro es la construcción de las ramas de detección y modulación en el arreglo de espectroscopia de dos fotones. En especial, la rama de detección servirá para obtener y optimizar la señal de dispersión. En la figura 4.9 se muestra un avance en la optimización de esta señal, hecho por la Dra. Yaneth M. Torres⁶, la cual será utilizada en el anclamiento del láser de 776 nm.

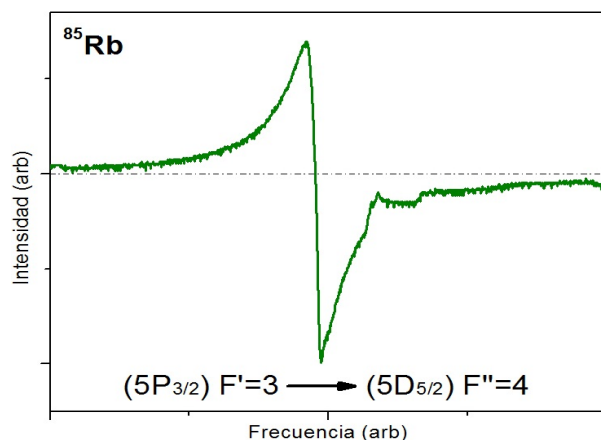


Figura 4.9: Señal de dispersión obtenida para el anclamiento del haz de 780 nm. Se puede observar la pendiente que cruza por cero en la frecuencia de la transición $5P_{3/2} F'=3 \rightarrow 5D_{5/2} F''=4$ del ^{85}Rb .

⁶Investigadora postdoctoral encargada de la construcción de la rama de detección, así como la búsqueda y optimización de la señal de dispersión para el anclaje del láser de 776 nm para ser utilizado en experimentos de mezclado de ondas en rubidio caliente.

Capítulo 5

Conclusiones

El resultado de esta tesis es un sistema de espectroscopia constituido por un par de arreglos ópticos: el láser maestro y el láser de 776 nm, que abren la posibilidad de efectuar transiciones de dos fotones entre los niveles hiperfinos de los estados $5S_{1/2}$ y $5D_j$ ($j = 3/2, 5/2$) mediante el uso del estado intermedio $5P_{3/2}$, tanto en ^{85}Rb y ^{87}Rb . El láser maestro es capaz de excitar a los átomos desde cualquier nivel hiperfino del estado base $5S$ hacia algún nivel hiperfino del estado $5P_{3/2}$ (línea D2 del rubidio). Además, este arreglo también será utilizado para generar luz de enfriamiento y atrapamiento láser, así como en la inyección de luz a un *láser esclavo* (responsable de excitar transiciones de re-bombeo). Y a su vez, el láser de 776 nm se encarga de estimular la transición entre las componentes hiperfinas del estado $5P_{3/2}$ y el $5D_j$ haciendo posible identificar la estructura hiperfina de este último nivel, y realizar un estudio de ella a futuro.

La espectroscopia de absorción saturada jugó un papel decisivo tanto en el diseño final del arreglo de 780 nm (láser maestro) como en la estabilización de su frecuencia, con la ayuda de la modulación Zeeman de los subniveles atómicos. Asimismo, el diseño del arreglo de 776 nm está ideado para llevar a cabo la espectroscopia de polarización con dos haces de distintas longitudes de onda, y en un futuro cercano poder anclar su frecuencia. Ambas espectroscopias son técnicas de alta precisión que permiten observar los picos hiperfinos al deshacerse del ensanchamiento Doppler.

Sin embargo, los CEL ocupados también desempeñaron un tarea importante dentro de la visualización de los espectros gracias a su estrecho ancho de banda y su amplio rango de barrido capaz de mostrar el espectro de absorción saturada con los cuatro pozos Doppler a la vez.

Este sistema de espectroscopia es el primer paso hacia la realización de experimentos de mezclado de cuatro ondas para generar fotones correlacionados en átomos fríos y calientes, tanto en celda o MOT; que propiciarán avances científicos y tecnológicos en campos como la óptica e información cuántica.

Bibliografía

- [1] Joseph Fraunhofer. "*Bestimmung des Brechungs- und des Farben-Zerstreungs - Vermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre*" (Determination of the refractive and color-dispersing power of different types of glass, in relation to the improvement of achromatic telescopes). Vol. 5, 1817.
- [2] N. Bohr Dr. phil. XXXVII. On the constitution of atoms and molecules. *Philosophical Magazine Series 6*. Vol. 26 , Iss. 153, 1913.
- [3] E. Schrödinger. *An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules*. Phys. Rev., 28, pp. 1049-1070, Iss. 6, 1926.
- [4] B. Friedrich, D. Herschbach. *Stern and Gerlach: How a Bad Cigar Helped Reorient Atomic Physics*. Physics Today, 56, 53, 2003.
- [5] Ronald G. J. Fraser. *The Effective Cross Section of the Oriented Hydrogen Atom*. The Royal Society, Vol. 114, 1927.
- [6] T.Preston. *Radiation Phenomena in a Strong Magnetic Field*. Transactions Royal Dublin Society, Vol. 6, pp. 385-392, 1898.
- [7] A. L. Schawlow and C. H. Townes. *Infrared and Optical Masers*. Phys. Rev., 112, pp. 1940-1949, Iss. 6, 1958.
- [8] T. H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, Vol. 187, No. 4736, pp. 493–494, 1960.
- [9] J. E. Bjorkholm and P. F. Liao. *Resonant Enhancement of Two-Photon Absorption in Sodium Vapor*. Phys. Rev. A, 14, 751, 1976.

- [10] P. W. Smith and R. Hänsch. *Cross-Relaxation Effects in the Saturation of the 6328-Å Neon-Laser Line*. Phys. Rev. Lett., 26, 740, 1971.
- [11] C. Wieman and T. W. Hänsch. *Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett., 36, 1170, 1976.
- [12] Pearman, C.P. et al. *Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 35, pp. 5141–5151, 2002.
- [13] Wineland, D., and H. Dehmelt, *Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III*. Bull. Am. Phys. Soc., 20, 637, 1975.
- [14] Hänsch, T., and A. Schawlow. *Cooling of gases by laser radiation*. Opt. Commun., 13, 68, 1975.
- [15] Wineland, D., R. Drullinger, and F. Walls. *Radiation-pressure cooling of bound-resonant absorbers*. Phys. Rev. Lett., 40, 1639, 1978.
- [16] V. S. Letokhov, V. G. Minogin, and B. D. Pavlik. *Cooling and trapping of atoms and molecules by a resonant laser field*. Opt. Commun., 19, pp. 72-75, 1976.
- [17] W Neuhauser, M Hohenstatt, P Toschek, and H Dehmelt. *Optical-Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in Parabolic Well*. Phys. Rev. Lett., 41(4), 233, 1978.
- [18] V. I. Balykin, V. S. Letokhov, and V. I. Mushin. *Observation of the cooling of free sodium atoms in a resonance laser field with a scanning frequency*. Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 29, No. 10, pp. 614-618, 1979 [JETP Lett., 29, 560, 1979].
- [19] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. E. Toschek, and H. Dehmelt. *Localized visible Ba^+ mono-ion oscillator*. Phys. Rev. A, 22, 1137, 1980.
- [20] R.C. Thompson, Meas. *Precision measurement aspects of ion traps*. Meas. Sci. Technol., 1, pp. 93-105, 1990.
- [21] Wolfgang Paul. *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*. Rev. Mod. Phys., 62, No.3, pp. 531–540, 1990.
- [22] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*. Phys. Rev. Lett., 55, 48, 1985.

- [23] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf. *First Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., 54, 2596, 1985.
- [24] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*. Phys. Rev. Lett., 57, 314, 1986.
- [25] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard. *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., 59, 2631, 1987.
- [26] Schünemann U, Engler H, Zielonkowski M, Weidemüller M, Grimm R. *Magneto-optic trapping of lithium using semiconductor lasers*. Opt. Commun., 158, pp. 263–272, 1998.
- [27] C. E. Wieman and L. Hollberg, *Using diode lasers for atomic physics*. Rev. Sci. Instrum., Vol. 62, 1, 1991.
- [28] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell. *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*. Science, Vol. 269, pp. 198-201, 1995.
- [29] K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett., 75, 3969, 1995.
- [30] A. Kuzmich, W. P. Bowen, A. D. Boozer, A. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan and H. J. Kimble. *Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles*. Nature, Vol. 423, 731, 2003.
- [31] Vlatko Balić, Danielle A. Braje, Pavel Kolchin, G. Y. Yin, and S. E. Harris. *Generation of Paired Photons with Controllable Waveforms*. Phys. Rev. Lett., 94, 183601, 2005.
- [32] T. Chanelière, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, T. A. B. Kennedy, M. S. Chapman, and A. Kuzmich. *Quantum Telecommunication Based on Atomic Cascade Transitions*. Phys. Rev. Lett., 96, 093604, 2006.
- [33] Nicolas Brunner, Daniel Cavalcanti, Stefano Pironio, Valerio Scarani, and Stephanie Wehner. *Bell nonlocality*. Rev. Mod. Phys., 86, 419, 2014.
- [34] Nielsen M. A. and Chuang I. L. *Quantum Computation and Quantum Information*. 1st edn, Cambridge: Cambridge University Press, 2004.

- [35] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden. *Quantum cryptography*. Rev. Mod. Phys., 74, pp. 145–195, 2002.
- [36] M. D’Angelo and Y.-H. Shih. *Quantum imaging*. Laser Phys. Lett., 2, pp. 567–596, 2005.
- [37] M. D’Angelo, M. V. Chekhova, and Y.-H. Shih, *Two-photon diffraction and quantum lithography*. Phys. Rev. Lett., 87, 013602, 2001.
- [38] A. R. McMillan, J. Fulconis, M. Halder, C. Xiong, J. G. Rarity, and W. J. Wadsworth. *Narrowband high-fidelity all-fibre source of heralded single photons at 1570 nm*. Opt. Express, 17, 6156, 2009.
- [39] M. Halder, J. Fulconis, B. Cemlyn, A. Clark, C. Xiong, W. J. Wadsworth, and J. G. Rarity. *Nonclassical 2-photon interference with separate intrinsically fibre sources*. Opt. Express, 17, 4670, 2009.
- [40] D. Nodop, C. Jauregui, D. Schimpf, J. Limpert, and A. Tunnerman. *Efficient high-power generation of visible and mid-infrared light by degenerate four-wave-mixing in a large-mode-area photonic-crystal fiber*. Opt. Lett., 34, 3499, Nov 2009.
- [41] Q. feng Chen, B.-S. Shi, M. Feng, Y.-S. Zhang, and G.-C. Guo. *Non-degenerated nonclassical photon pairs in a hot atomic ensemble*. Opt. Express, 16, 21708, 2008.
- [42] R. T. Willis, F. E. Becerra, L. A. Orozco, and S. L. Rolston. *Correlated photon pairs generated from a warm atomic ensemble*. Phys. Rev. A, 82, 053842, 2010.
- [43] J. K. Thompson, J. Simon, H. Loh, and V. Vuletić. *A high-brightness source of narrow-band, identical-photon pairs*. Science 313, 74, 2006.
- [44] S. Du, J. Wen, and M. H. Rubin. *Narrowband biphoton generation near atomic resonance*. J. Opt. Soc. Am. B, 25, C98, 2008.
- [45] Y.-W. Cho, K.-K. Park, J.-C. Lee, and Y.-H. Kim, J. *Generation of Nonclassical Narrowband Photon Pairs from a Cold Rubidium Cloud*. Korean Phys. Soc., 63, 943, 2013.
- [46] U. Khadka, H. Zheng, and M. Xiao, *Four-wave-mixing between the upper excited states in a ladder-type atomic configuration*. Opt. Express 20, pp. 6204–6214, 2012.
- [47] Y.-S. Lee and H. S. Moon. *Atomic coherence effects in four-wave mixing process of a*

- ladder-type atomic system*. Optics Express, Vol. 24, pp. 10723-10732, 2016.
- [48] R. T. Willis, F. E. Becerra, L. A. Orozco, and S. L. Rolston, *Four-wave mixing in the diamond configuration in an atomic vapor*. Phys. Rev. A, 79, 033814, 2009.
- [49] Giovannetti V, Lloyd S and Maccone L. , *Quantum Metrology*. Phys.Rev.Lett., 96, 010401, 2006.
- [50] Leonhardt, U., and Paul, H. Prog., *Measuring the quantum state of light*. Quantum Electron, Vol. 19, pp. 89-130, 1995.
- [51] E. Campbell and J. Fitzsimons, Int. J. , *An introduction to one-way quantum computing in distributed architectures*. Quantum Inf. 8, 219, 2010.
- [52] Bharath Srivathsan, Gurpreet Kaur Gulati, Brenda Chng, Gleb Maslennikov, Dzmitry Matsukevich, and Christian Kurtsiefer, *Narrow Band Source of Transform-Limited Photon Pairs via Four-Wave Mixing in a Cold Atomic Ensemble*. Phys. Rev. Lett., 111, 123602, 2013.
- [53] G. K. Gulati, B. Srivathsan, B. Chng, A. Cerè, and C. Kurtsiefer, *Polarization entanglement and quantum beats of photon pairs from four-wave mixing in a cold ^{87}Rb ensemble*. New Journal of Physics, 17, 093034, 2015.
- [54] Foot, Christopher J., *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2005.
- [55] Daniel A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, disponible en línea en <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.5, 13 Enero 2015).
- [56] Daniel A. Steck, *Rubidium 85 D Line Data*, disponible en línea en <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.6, 20 September 2013).
- [57] Beiser Arthur, *Concepts of Modern Physics*. Mc. Graw Hill, 2003.
- [58] Peter L. Smith, Claas Heise, Jim R. Esmond, Robert L. Kurucz., *1995 Atomic Line Data (R.L. Kurucz and B. Bell) Kurucz CD-ROM No. 23*. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory. Disponible en línea en <https://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html>
- [59] Arimondo, E., Inguscio, M. and Violino, P., *Experimental Determinations of the Hyperfine Structure in the Alkali Atoms*. Rev. Mod. Phys., 49, 31, 1977.
- [60] MOG Laboratories Pty Ltd, *Cataye External Cavity Diode Laser Model Cel002* (Ma-

- nual). Disponible en línea en <http://www.moglabs.com/tunable-lasers1.html> (Revision 1.08.).
- [61] S. D. Saliba, M. Junker, L. D. Turner, and R. E. Scholten, *Mode stability of external cavity diode lasers*. Appl. Opt., Vol. 48, 6692, 2009.
- [62] T. Hof, D. Fick, and H. J. Jansch, *Application of diode lasers as a spectroscopic tool at 670 nm* Opt. Commun., Vol. 124, 283, 1996.
- [63] K. Liu and M. G. Littman, *Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers*. Opt. Lett., Vol. 6, pp. 117–118, 1981.
- [64] S. Lecomte, E. Fretel, G. Mileti, and P. Thomann, *Self-aligned extended-cavity diode laser stabilized by the Zeeman effect on the cesium D2 line*. Appl. Opt., Vol. 39, pp. 1426–1429, 2000.
- [65] Daniel J. Thompson and Robert E. Scholten, *Narrow linewidth tunable external cavity diode laser using wide bandwidth filter*. Rev. Sci. Instrum., Vol. 83, 023107, 2012.
- [66] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, and P. Rosenbusch, *Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers*. Opt. Commun., Vol. 266, pp. 609-613, 2006.
- [67] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel, and W. Ertmer, *Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms*. Optics Commun., Vol. 280, pp. 443–447, 2007.
- [68] H. Talvitie, A. Pietiläinen, H. Ludvigsen, and E. Ikonen, *Passive frequency and intensity stabilization of extended-cavity diode lasers*. Rev. Sci. Inst., Vol. 68, 1, 1997.
- [69] MOG Laboratories Pty Ltd, *External Cavity Diode Laser Controller*(Manual). Disponible en línea en <http://www.moglabs.com/diode-laser-controller.html> (Revision 9.08.).
- [70] Benjamín C. Kuo, *Sistemas de Control Automático*. Prentice Hall Hispanoamericana S.A, Séptima Edición, 1996.
- [71] Wolfgang Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Principles and instrumentation*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1981, Segunda Edición, 1996.
- [72] Arthur L. Schawlow, *Spectroscopy in a new light*. Rev. Mod. Phys., Vol. 54, pp. 697-

- 707, 1982.
- [73] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Beauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, F. Biraben, O. Acaf, J. J. Zondy, and A. Clairon, *Optical Frequency Measurement of the $2S_{1/2}2D$ Transitions in Hydrogen and Deuterium: Rydberg Constant and Lamb Shift Determinations*. Phys. Rev. Lett., Vol. 82, 4960, 1999.
- [74] V. Jacques, B. Hingant, A. Allafort, M. Pigéard, J.F. Roch, *Nonlinear spectroscopy of rubidium: An undergraduate experiment*. Eur. J. Phys., Vol. 30, pp. 921–934, 2009.
- [75] T. W. Hansch, K. C. Harvey, G. Meisel, and A. L. Schawlow, *Two-photon spectroscopy of Na $3s-4d$ without Doppler broadening using a cw dye laser*. Opt. Commun., Vol. 11, 50, 1974.
- [76] W. K. Bischel, P. J. Kelly, and C. K. Rhodes, *Observation of Doppler-Free Two-Photon Absorption in the ν_3 Bands of CH_3F* . Phys. Rev. Lett., Vol. 34, 300, 1975.
- [77] D. Sahagun, V. Bolpasi, and W. von Klitzing, *A simple and highly reliable laser system with microwave generated repumping light for cold atom experiments*. Opt. Commun., Vol. 290, 110, 2013.
- [78] Electro-Optics Technology, Inc., *500-1030nm Wavelength Tunable Low Power Faraday Rotators & Optical Isolators* (Guía de usuario). Disponible en línea en <http://www.eotech.com/cart/40/free-space-optical-isolators/tornos-series-500-1030nm-low-power-wavelength-tunable-optical-isolators> [Fecha de acceso: 2017]
- [79] Cheng, Hua-Dong and Zhang, Wen-Zhuo and Ma, Hong-Yu and Liu, Liang and Wang, Yu-Zhu, *Laser cooling of rubidium atoms from background vapor in diffuse light*. Phys. Rev. A, Vol. 79, 023407, 2009.
- [80] Aspect, A., P. Grangier, and G. Roger, *Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities*. Phys. Rev. Lett., Vol. 49, 91–94, 1982.
- [81] B. H. Bransden, C. J. Joachain, *Physics of Atoms and Molecules*. Prentice Hall, 2003.