



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
Maestría en Ciencias (Física)

Desarrollo del sistema experimental para la caracterización de una Trampa Magneto-Óptica (MOT) y su aplicación en la generación y detección óptica de estados de Rydberg fríos.

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRA EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:  
DOMÍNGUEZ MANDUJANO GRISELDA DEL CARMEN

TUTOR PRINCIPAL:  
DR. FERNANDO RAMÍREZ MARTÍNEZ  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:  
DR. JESÚS FLORES MIJANGOS  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM

DR. JORGE AMIN SEMAN HARUTINIAN  
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

CIUDAD DE MÉXICO, MARZO 2021



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.



Desarrollo del sistema experimental para la caracterización de una Trampa Magneto-Óptica (MOT) y su aplicación en la generación y detección óptica de estados de Rydberg fríos.



# Agradecimientos

A mis padres Raúl Domínguez y Ma. Del Carmen Mandujano; a mis hermanos Raúl y Diego por el invaluable apoyo y cariño que me han dado a lo largo de mi vida. Por todas las pláticas en las que pacientemente me han orientado y aconsejado para ser una mejor persona y desempeñar mejor mi trabajo. Por estar siempre para mí bajo cualquier circunstancia; por su cuidado y esfuerzo; por las risas y los momentos de diversión. Gracias a ustedes, el pilar más importante de mi vida, he logrado cumplir un objetivo más en mi formación personal y académica.

A mis amigas Dulce, Gloria y Mariana por el tiempo compartido; las risas; los consejos y el gran apoyo que me han brindado en todos los ámbitos de mi vida. Su gran amistad es un tesoro que aprecio en demasía.

A Erick, mi gran amigo y apoyo incondicional por acompañarme en todo momento tanto académica como personalmente. Por todos los hermosos momentos vividos y el tiempo compartido. Por las risas, las develadas (con o sin sentido) y las pláticas “eternas”. Por tu paciencia, cariño y orientación en cualquier situación que se me presentara. Tu presencia en mi vida se ha convertido en un pilar y me ha hecho lograr ser mejor persona.

A mi tutor el Dr. Fernando Ramírez Martínez por todo el apoyo brindado desde mi primer día en el laboratorio. Por sus consejos y conocimiento compartido. Por resolver mis dudas y orientarme para lograr entender mejor la física y el trabajo experimental.

Al Dr. José Ignacio Jiménez por todo el apoyo, confianza y oportunidades que me ha brindado. Por el conocimiento compartido que me ha permitido mejorar mis habilidades en el ámbito de la física. Por los consejos y el tiempo dedicado a resolver mis dudas dentro y fuera del laboratorio

Al Dr. Jorge Seman por todo el apoyo otorgado y la disponibilidad para resolver dudas. Por la retroalimentación brindada y el conocimiento compartido.

A los miembros del jurado, a la Dra. Martha Rosete Aguilar; a la Dra. Karina Jiménez García; al Dr. Mayo Villagrán Muniz y al Dr. Ricardo Méndez Fragoso por su amabilidad, apoyo y tiempo dedicado en la revisión del pre-

sente trabajo.

Especialmente muchas gracias al Dr. Jesús Flores, por su invaluable apoyo constante dentro y fuera del laboratorio. Por las pláticas amenas sobre física y otros temas de interés general. Por el gran conocimiento compartido y dedicar, verdaderamente, gran parte de su tiempo a aclarar mis dudas. Por ayudarme a entender mejor la física y el trabajo experimental. Por haberse convertido en el mejor compañero de laboratorio, trabajar junto a usted ha sido una experiencia tremendamente enriquecedora que me ayudará a ser mejor profesional en el ámbito de la física. Por la confianza y los consejos amablemente brindados.

A los compañeros y amigos del laboratorio, Lalo; Gersain; Roberto; Luis; Diego; Dai; Saeed y Gabriel por el gran apoyo brindado para la realización de este proyecto y por el gran trabajo que realizan.

Se agradece el apoyo al CONACYT por la beca de maestría otorgada y a los proyectos: PAEP 2018 y PAEP 2019; PAPIIT, IN107317; SEP-CONACYT 285289; y Laboratorio Nacional de Materia Cuántica: Materia Ultrafría e Información Cuántica (LANMAC) No. 179616.

A todos ustedes, ¡muchas gracias!.

# Índice general

	Página
<b>Resumen</b>	<b>1</b>
<b>Introducción</b>	<b>3</b>
<b>1. Interacción de átomos con radiación.</b>	<b>7</b>
1.1. El átomo de dos niveles. . . . .	8
1.1.1. Marco rotante. . . . .	10
1.1.2. Ecuaciones de Bloch. . . . .	10
1.1.3. Coeficientes de Einstein. . . . .	13
1.2. Estructura atómica. . . . .	19
1.2.1. Estructura fina e hiperfina. . . . .	19
1.2.2. Reglas de selección en la aproximación dipolar eléctrica. . . . .	21
1.2.3. Efecto Zeeman. . . . .	24
1.2.4. El átomo de Rubidio. . . . .	24
1.2.5. Estados de Rydberg . . . . .	28
<b>2. Técnicas de espectroscopia y anclado de láseres.</b>	<b>33</b>
2.1. Espectroscopia libre de ensanchamiento Doppler. . . . .	33
2.2. Espectroscopía de polarización: anclado del láser de atrapamiento. . . . .	36
2.3. Sistema de anclado por <i>Frequency offset-locking</i> : anclado del láser de rebombeo. . . . .	40
2.4. Espectroscopía de Fluorescencia Saturada. . . . .	42
<b>3. La trampa magneto-óptica (MOT).</b>	<b>47</b>
3.1. Enfriamiento Doppler. . . . .	48
3.2. Melaza óptica. . . . .	51
3.3. Trampa magneto-óptica: Funcionamiento, Propiedades y Caracterización. . . . .	54
3.3.1. Número de átomos y tiempo de vida. . . . .	58

3.3.2.	Velocidad de captura. . . . .	59
3.3.3.	Radio de la nube. . . . .	61
3.3.4.	Sistema de imagen. . . . .	62
<b>4.</b>	<b>Montaje experimental: Avances.</b>	<b>69</b>
4.1.	Sistema de vacío y dispensador de átomos. . . . .	70
4.2.	Generación de campo magnético. . . . .	72
4.3.	Láseres. . . . .	75
4.3.1.	Anclado de láseres. . . . .	87
4.4.	Estados de Rydberg. . . . .	99
4.4.1.	Generación de la primera transición: Espectroscopia de fluorescencia saturada. . . . .	99
4.4.2.	Generación de la segunda transición: Producción de estados de Rydberg. . . . .	102
<b>5.</b>	<b>Diseño experimental: Trabajo a seguir.</b>	<b>107</b>
5.1.	Desintonía y bombeo óptico a diferentes estados. . . . .	107
5.2.	Bombeo óptico con el láser de rebombeo. . . . .	119
5.3.	Haz de imagen. . . . .	119
5.4.	Acoplamiento a fibra. . . . .	120
5.5.	Toma de imágenes: Cámara CCD. . . . .	123
5.6.	Obturación de haces y campo magnético. . . . .	127
5.7.	Programa de control. . . . .	130
5.8.	Formación y caracterización de la nube: Montaje final. . . . .	132
5.9.	Estados de Rydberg fríos. . . . .	134
<b>6.</b>	<b>MOT para estados de Rydberg fríos.</b>	<b>137</b>
6.1.	Tiempo de carga. . . . .	138
6.2.	Número de átomos atrapados. . . . .	141
6.3.	Temperatura de la nube de átomos fríos. . . . .	144
6.4.	Dimensiones de la nube atómica. . . . .	146
6.5.	Densidad atómica. . . . .	149
<b>7.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>151</b>
<b>A.</b>	<b>Campo magnético cuadrupolar.</b>	<b>153</b>
<b>B.</b>	<b>Operación del láser <i>Lynx</i> Sacher.</b>	<b>157</b>
<b>C.</b>	<b>Módulos de operación del láser de rebombeo.</b>	<b>161</b>

<b>D. Operación del controlador AOM Intra Action modelo DE-601E6.</b>	<b>167</b>
<b>E. Programas de control y obturación de haces.</b>	<b>169</b>
E.1. Obturación y control de los haces de la MOT. . . . .	169
E.2. Obturación de los haces de 780 y 420 nm. . . . .	172
<b>Bibliografía</b>	<b>183</b>



# Resumen.

Se presenta un diseño experimental del sistema de enfriamiento láser y del sistema de detección para la producción y caracterización de átomos fríos de rubidio en la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. Los diseños desarrollados en este trabajo se caracterizan por ser compactos; minimizar la cantidad de elementos ópticos y permitir un mayor control del experimento, específicamente en términos de intensidad y desintonía del haz de enfriamiento<sup>1</sup>. Entre sus ventajas se encuentran:

- Implementación de un amplificador óptico cuyo rango de potencias alcanza un máximo de 2 W, lo cual permitirá obtener diferentes valores de intensidad para la luz que llegue a la trampa y como consecuencia mayor capacidad de control de las condiciones de funcionamiento de la trampa magneto-óptica. Así mismo dicho intervalo ayudará a una caracterización más completa de las propiedades de la nube de átomos fríos tales como el número de átomos atrapados, la densidad atómica y la temperatura, mismas que dependen estrechamente de la intensidad de la fuente de luz. Además de esto, un amplio rango de intensidades hará posible explorar transiciones entre regímenes de la MOT.
- La incorporación de moduladores acusto ópticos (AOM) en el arreglo experimental de espectroscopia que darán un control fino de la desintonía y el anclado del láser de enfriamiento; permitirán bombear átomos a diferentes estados con el láser de rebombeo; así como optimizar el proceso de obturación de haces. En lo que se refiere a la caracterización de las propiedades del sistema de átomos fríos, el nuevo intervalo de desintonías posibles ( $[-60, -2]$  MHz) para el láser de enfriamiento permitirá explorar regiones alrededor del mínimo de temperatura esperado en el enfriamiento Doppler y ayudará considerablemente a optimizar tanto el número de átomos como la densidad atómica.
- Puesta en funcionamiento de un sistema de control fino para la esta-

---

<sup>1</sup>Situaciones que con el diseño previo no eran posibles.

bilización de los láseres de enfriamiento y rebombado a través de espectroscopia de polarización y el método de *frequency offset-locking*.

Bajo estas condiciones se muestran gráficas, con base en la teoría de la MOT, del comportamiento esperado de los parámetros a caracterizar: número de átomos, densidad atómica, temperatura y tiempo de carga de la MOT. Una vez implementado el diseño propuesto se espera obtener un número de átomos atrapados del orden de  $10^6$  y temperaturas menores a  $200 \mu\text{K}$ <sup>2</sup>.

Por otra parte, actualmente en nuestro laboratorio se cuenta con un sistema de generación y detección de átomos de Rydberg  $20S_{1/2}$  en una celda con vapor de rubidio atómico a una temperatura de alrededor de  $100^\circ\text{C}$ . Este proyecto de tesis es el punto de partida para la producción de átomos de Rydberg a través de un sistema de átomos fríos.

---

<sup>2</sup>Valores reportados en caracterizaciones previas y con un diseño experimental diferente [1].

# Introducción.

Los descubrimientos hechos en 1916 por Albert Einstein sobre absorción y emisión de fotones por parte de un átomo cuando este interactúa con un campo de radiación, en conjunto con el desarrollo de la teoría de la mecánica cuántica en 1930 sentaron las bases para la invención del láser en la década de los 60. En estos descubrimientos también se demostró que cuando un átomo se encuentra en presencia de una onda electromagnética el proceso de absorción-emisión ocasiona un cambio en el momento lineal (presión de radiación) del mismo, cambio que tiende a modificar su velocidad. Es de esta forma que la conservación de energía y de momento lineal son el principio fundamental en el proceso de frenado y confinamiento de una muestra atómica en una región limitada del espacio, proceso mejor conocido como enfriamiento láser. Estos estudios abrieron la puerta a una nueva rama de investigación centrada en la manipulación atómica, de tal forma que en la década de 1970 Ashkin planteó que bajo ciertas condiciones experimentales, la presión de radiación producida por un láser en resonancia con una transición atómica puede ser usada para el atrapamiento de átomos [2]. En esa misma época Hänsch y Schawlow hicieron la primera propuesta de enfriar o detener átomos neutros con láseres contra propagantes (melaza óptica). En el caso del estudio teórico, las investigaciones hechas por Letokhov y Minogin aportaron información importante para el enfriamiento atómico, entre las cuales se encuentra el uso de un gradiente de potencial para el atrapamiento de los átomos fríos. En el año de 1985 se consiguió el primer enfriamiento de átomos tridimensional. Dando paso a que, en 1987 Pritchard y Chu desarrollaran la trampa magneto-óptica (MOT) logrando enfriar y atrapar una nube de átomos mediante el uso de haces contrapropagantes en conjunto con un gradiente de campo magnético. En este mismo rubro en 1997 Chu, Cohen-Tannoudji y Phillips fueron acreedores al premio Nobel de Física por el desarrollo de métodos de enfriamiento y atrapamiento de átomos con luz láser. Con el paso del tiempo y mediante técnicas experimentales más elaboradas se han podido atrapar del orden de  $10^6$  átomos a temperaturas en el rango de  $10 - 100 \mu\text{K}$  y una densidad de  $10^{12} \frac{1}{\text{cm}^3}$  [3].

La trampa magneto-óptica es una de las aplicaciones que tiene la rama de la espectroscopia, en la cual el principal objetivo es el estudio de la estructura de la materia a través de su interacción con un campo de radiación. Sus primeros estudios datan desde mediados del siglo XIX, en particular con las aportaciones hechas por Johhan Jakob Balmer para la explicación de las líneas visibles en el espectro de emisión del hidrógeno, dando lugar a la primera aparición de lo que hoy conocemos como átomos de Rydberg. Con el paso del tiempo y con el entendimiento cualitativo que se tenía del átomo de hidrógeno se llevaron a cabo experimentos de espectroscopia con otros tipos de átomos. Liveing y Dewar realizaron importantes observaciones de las líneas espectrales del sodio y potasio, no obstante tuvieron problemas en relacionar la longitud de onda con las líneas observadas [4]. Con base en estas observaciones Johannes Rydberg comenzó sus estudios con espectroscopias de átomos alcalinos. Utilizando al número de onda en vez de a la longitud de onda desarrolló una fórmula para describir las líneas espectrales observadas en términos de una constante universal, la constante de Rydberg, y el número cuántico  $n$ . Esta fórmula permitía describir no sólo al átomo de hidrógeno sino también a diferentes átomos, además de contemplar números cuánticos grandes. Al igual que en el caso de las ideas propuestas por Einstein, con el desarrollo de la teoría cuántica el significado físico del número cuántico  $n$  cobró sentido, situación que evidenció las propiedades exageradas que presentan los átomos con  $n$  muy grande. Los átomos que cumplen esta condición son llamados átomos de Rydberg y entre sus propiedades se incluyen interacciones dipolo-dipolo que escalan como  $n^4$  y tiempos de vida que escalan como  $n^3$ . Debido a que los estados de Rydberg son (en muchos aspectos) estados hidrogenoides han sido objeto de un intenso estudio y se han convertido en una herramienta muy importante en la rama de la mecánica cuántica, particularmente en el estudio de la información y comunicación cuántica [5]. Con los avances en el enfriamiento y atrapamiento láser surgieron nuevas expectativas en el estudio de los átomos de Rydberg y la apreciación de sus propiedades.

El laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM cuenta con una trampa magneto-óptica (MOT) en la cual es posible enfriar y atrapar átomos de rubidio, el cual por ser un átomo de tipo hidrogenoide con una transición cíclica (ciclo cerrado de absorción-emisión de fotones) es un candidato ideal para experimentos dentro de la MOT. Es importante mencionar que la ventaja de tener una transición cíclica es que los átomos que lleguen a salir del proceso de excitación pueden ser regresados al ciclo mediante un láser de rembobeo. El laboratorio también cuenta con un sistema de generación y detección óptica de estados de Rydberg en una celda

con vapor de rubidio, la cual es llevada a una temperatura de  $100^\circ\text{C}$  para poder realizar la detección. En aras de unir estos dos experimentos de forma eficiente, el objetivo de este trabajo es plantear y describir un nuevo diseño experimental para el sistema de láseres que conforman la trampa magneto-óptica necesario para la formación y caracterización de la nube de átomos. Dicho diseño está listo para su implementación y está estructurado de una forma compacta además de permitir un control fino sobre los parámetros del experimento tales como desintonía e intensidad de las fuentes de luz. Con este objetivo en mente este trabajo está dividido de la siguiente manera.

En el capítulo 1 se describe el marco teórico de la interacción de un átomo de dos niveles con radiación electromagnética mediante las ecuaciones que modelan su dinámica: las ecuaciones de Bloch. Se aborda la importancia de los coeficientes de Einstein involucrados en las interacciones fundamentales entre luz y átomos: absorción, emisión estimulada y emisión espontánea. Así mismo se da una descripción de la estructura atómica y características del átomo de rubidio. El capítulo finaliza con un apartado dedicado a los estados de Rydberg.

En el capítulo 2 se explican las técnicas de espectroscopia necesarias para fijar la frecuencia de emisión de los láseres con respecto a una transición atómica. La técnica de espectroscopía de polarización que nos permite hacer lo propio con el haz de enfriamiento; la técnica de anclado de frecuencia por compensación *frequency offset locking* [6] para anclar el láser de rebombeo con respecto a otro láser denominado maestro y finalmente la técnica de fluorescencia saturada involucrada en el anclado del láser requerido para excitar la primera transición en la generación de estados de Rydberg.

En el capítulo 3 se presenta la teoría del funcionamiento de la MOT, sus propiedades físicas a caracterizar tales como número de átomos atrapados, densidad atómica, tiempo de carga, temperatura así como sus dimensiones. También se describen las técnicas de imagen que permiten llevar a cabo dicha caracterización y la teoría involucrada en las mismas.

El capítulo 4 aborda los avances implementados en el sistema experimental, entre los cuales se encuentra la incorporación del nuevo láser de enfriamiento con el que operará la trampa magneto-óptica así como la puesta en marcha de su sistema de anclaje por medio de espectroscopia de polarización; el uso del láser de enfriamiento como haz semilla en la implementación de un amplificador óptico cuyo rango de potencias tiene un máximo de  $2\text{ W}$ , lo cual permitirá obtener un rango amplio de intensidades para la luz que llegue a la trampa y como consecuencia un mayor grado de control en la eficiencia del enfriamiento y del atrapamiento; por otro lado se explica el experimento de batimiento necesario para el anclado del láser de rebombeo con respecto a un láser maestro; experimentos que forman la parte más robusta del sistema

de láseres.

Con respecto al capítulo 5, en él se detalla el trabajo a seguir en la construcción del sistema experimental. Se describe el funcionamiento de un modulador acusto-óptico (*AOM* por sus siglas en inglés), el cual permitirá desintonizar con precisión hacia el rojo el láser de enfriamiento con respecto a una transición atómica, así mismo se hace un análisis de las transiciones posibles de anclado para dicho láser con base en el rango de frecuencias permitidas por el AOM. Se repite el análisis para un AOM instalado en la trayectoria óptica del láser de rebombado, lo cual hará posible realizar un bombeo óptico a diferentes estados atómicos. Por otro lado se muestra una red de acoplamiento entre fibras ópticas para guiar los haces al interior de la trampa. En el caso particular del haz de enfriamiento se hace un análisis de las potencias requeridas para tener un amplio margen de intensidades involucradas en la formación de la MOT. Así mismo, se describe el sistema de imagen requerido para la caracterización de la trampa. Por último, se presenta el diseño final para la formación de la nube de átomos fríos y se propone de manera general una forma experimental de generación y detección de estados de Rydberg fríos.

El capítulo 6 se centra en reproducir con base en la teoría las curvas experimentales de las propiedades de la nube que se esperan obtener una vez que el diseño propuesto esté terminado. Con la información conocida de la trampa así como con la información que tenemos de los AOM y del amplificador óptico se discute la dependencia de dichas propiedades con respecto a la desintonía e intensidad del haz de atrapamiento, el gradiente de campo magnético y la presión de la cámara de vacío. Lo anterior comparando los resultados esperados con los obtenidos en trabajos de caracterización previos y haciendo énfasis en las ventajas del diseño propuesto en el presente trabajo.

El último capítulo, el capítulo 7 está dedicado a las conclusiones. En él se habla sobre las ventajas del nuevo diseño, se mencionan los resultados esperados y se aborda el trabajo a futuro que se tiene en puerta con el nuevo diseño de la MOT.

# Capítulo 1

## Interacción de átomos con radiación.

Una onda electromagnética consiste en campos eléctricos y magnéticos, ortogonales entre sí, transversales y oscilantes. En presencia de una onda electromagnética el electrón del átomo responde principalmente a la componente eléctrica [7]  $\vec{E} = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \hat{e}$ , con  $\vec{k}$  vector de onda,  $\vec{r}$  vector de posición,  $\omega$  frecuencia,  $t$  tiempo y  $\hat{e}$  vector de polarización, permitiéndose ciertas transiciones entre los estados del átomo. Si asumimos que la radiación electromagnética con la que interactúa el átomo es luz monocromática y que su longitud de onda  $\lambda$  es suficientemente grande comparada con el tamaño del átomo se puede ignorar la variación espacial del campo eléctrico, esta aproximación es conocida como la aproximación dipolar eléctrica y consiste en solamente tomar en cuenta al primer término presente en la expansión multipolar para la interacción átomo-campo [8].

Existen tres tipos de interacciones que se pueden presentar entre luz y átomos:

- Absorción estimulada. En este proceso de interacción el átomo absorbe un fotón de un campo externo de radiación electromagnética y es llevado a un estado excitado.
- Emisión estimulada. Este proceso tiene lugar cuando un átomo que se encuentra inicialmente en un estado excitado decae a un estado de menor energía a causa del acoplamiento entre los estados producido por la presencia de un campo externo de radiación electromagnética. El fotón emitido en el transcurso de la interacción es coherente en fase y dirección de propagación con el fotón proveniente del campo de

radiación. Por sus características representa el proceso opuesto al de absorción estimulada.

- Emisión espontánea. Ocurre cuando un átomo inicialmente en un estado excitado decae a un estado de menor energía emitiendo un fotón en una dirección arbitraria sin presencia de campo electromagnético. Si tenemos un número de átomos en un estado excitado, como consecuencia de la emisión espontánea este número decrecerá con el tiempo de forma exponencial con una constante de tiempo  $\tau$ , cuyo inverso corresponde al ancho natural del espectro de radiación emitido por un átomo.

Con base en lo anterior, el objetivo del presente capítulo es describir la interacción de un átomo de dos niveles en presencia de un campo de radiación a través de una aproximación semiclásica. Para obtener las ecuaciones dinámicas que modelan a este sistema se comienza planteando la forma de su operador de Hamilton; una vez conocido se plantean las ecuaciones de Bloch que caracterizan al sistema. Esto permitirá introducir y describir a los coeficientes de Einstein y al concepto de intensidad de saturación. El capítulo continúa con una explicación de la estructura atómica, mostrando un apartado especial para el átomo de rubidio. Para finalizar se presenta una descripción general de los estados de Rydberg.

## 1.1. El átomo de dos niveles.

Consideremos un átomo de dos niveles, con separación en frecuencia de  $\omega_0$ , en presencia de un campo monocromático de radiación electromagnética de frecuencia  $\omega$ , como se muestra en la Figura 1.1. Cuando el átomo, que inicialmente se encuentra en un nivel de energía  $|g\rangle$ , interactúa con el campo de radiación es excitado a un nivel  $|e\rangle$  de mayor energía  $\hbar\omega_0$ .

En la aproximación dipolar eléctrica, el campo está dado por:

$$\vec{E}(t) = \hat{e}E_0\cos(\omega t)$$

con  $\hat{e}$  vector unitario de polarización.

Así, el operador de Hamilton total requerido en el esquema de Schrödinger está compuesto de dos términos: El hamiltoniano atómico, dado por:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| \tag{1.1}$$

Y el hamiltoniano de interacción

$$\hat{H}_I = -\hat{d} \cdot \vec{E} = -q\hat{r} \cdot E \tag{1.2}$$

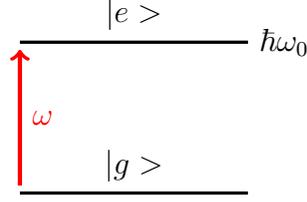


Figura 1.1: Átomo de dos niveles en presencia de un campo de radiación electromagnética. El átomo que inicialmente se encuentra en un nivel de energía  $|g\rangle$  interactúa con un campo de radiación de frecuencia  $\omega$  y es excitado a un nivel  $|e\rangle$  de mayor energía  $\hbar\omega_0$ .

en donde  $\vec{d}$  el operador momento dipolar eléctrico,  $\hat{r}$  el operador de posición y  $q$  la carga del electrón.

Descomponiendo al campo eléctrico en frecuencias positivas y negativas tenemos que:

$$\vec{E}(t) = \frac{E_{01}}{2} \hat{e}_1 \exp(-i\omega t) + \frac{E_{01}}{2} \hat{e}_1 \exp(i\omega t) = \vec{E}^{(+)} + \vec{E}^{(-)}$$

Expresando al operador  $\hat{r}$  en el esquema de interacción como:

$$\hat{r} = \exp(-i\omega_0 t) \vec{r}_{12} |g\rangle \langle e| + \exp(i\omega_0 t) \vec{r}_{12}^* |e\rangle \langle g| = \hat{r}^{(+)} + \hat{r}^{(-)}$$

De esta forma, sustituyendo en la ecuación 1.2:

$$\hat{H}_I = -q(\hat{r}^{(+)} \cdot \vec{E}^{(+)} + \hat{r}^{(-)} \cdot \vec{E}^{(-)} + \hat{r}^{(+)} \cdot \vec{E}^{(-)} + \hat{r}^{(-)} \cdot \vec{E}^{(+)})$$

Identificando que  $\hat{r}^{(\pm)} \sim \exp(\mp i\omega_0 t)$  y  $\vec{E}^{(\pm)} \sim \exp(\mp i\omega t)$  podemos notar que los primeros dos términos oscilan rápidamente como  $\exp(\pm i(\omega + \omega_0)t)$  mientras que los segundos oscilan como  $\exp(\pm i\delta t)$  con  $\delta = \omega - \omega_0$ . Asumiendo que  $|\delta| \ll \omega + \omega_0$  podemos despreciar los términos con oscilación rápida aproximando el sistema con una dinámica lenta, esta aproximación se conoce como aproximación de onda rotante (RWA por sus siglas en inglés).

En el esquema de Schrödinger el operador de posición es:

$$\hat{r} = \vec{r}_{12} |g\rangle \langle e| + \vec{r}_{12}^* |e\rangle \langle g|$$

Por lo tanto, el operador de Hamilton en el esquema de Schrödinger es:

$$\begin{aligned} \hat{H}_s &= \hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| - q[\hat{r}^{(+)} \cdot \vec{E}^{(-)} + \hat{r}^{(-)} \cdot \vec{E}^{(+)}] = \\ &\hbar\omega_0 |e\rangle \langle e| + \frac{\hbar\Omega}{2} [\exp(i\omega t) |g\rangle \langle e| + \exp(-i\omega t) |e\rangle \langle g|] \end{aligned} \quad (1.3)$$

con  $\Omega = \frac{-qE_0\vec{r}_{12} \cdot \hat{e}}{\hbar} = \frac{\vec{d} \cdot \hat{e}E_0}{\hbar}$  la frecuencia de Rabi. La cual en su forma más general está dada por:

$$\Omega = -\frac{\langle g | \hat{e} \cdot \vec{d} | e \rangle E_0}{\hbar} \quad (1.4)$$

### 1.1.1. Marco rotante.

Si se sustituye el operador de Hamilton de la expresión 1.3 en la ecuación de Shrödinger y se aplica a un estado atómico  $|\Psi\rangle$  se obtienen un par de ecuaciones diferenciales acopladas dependientes de los términos oscilatorios de la frecuencia óptica. Es por ello que resulta conveniente llevar estas ecuaciones a un marco de referencia rotante de tal forma que las oscilaciones sean eliminadas.

Sea el estado atómico:

$$|\Psi\rangle = \tilde{c}_e \exp(i\theta_e t) |e\rangle + \tilde{c}_g \exp(i\theta_g t) |g\rangle$$

con  $\tilde{c}_i = c_i \exp(i\omega t)$  transformación al marco rotante.

Sustituyendo tanto el operador de Hamilton con el estado atómico en la ecuación de Shrödinger  $\partial_t |\Psi\rangle = \frac{-i}{\hbar} |\Psi\rangle$  y usando que para eliminar la dependencia temporal requerimos que  $\omega + \theta_e - \theta_g = 0$ , tenemos las siguientes ecuaciones de evolución:

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{c}}_g &= \frac{-i}{\hbar} \left[ \frac{\hbar\Omega}{2} \tilde{c}_e + \hbar\theta_g \tilde{c}_g \right] \\ \dot{\tilde{c}}_e &= \frac{-i}{\hbar} \left[ -\frac{\hbar\Omega}{2} \tilde{c}_g + \hbar(\omega_0 + \theta_g - \omega) \tilde{c}_e \right] \end{aligned}$$

Haciendo  $\theta_g = 0$  y recordando que  $\dot{\tilde{c}}_i = \frac{-i}{\hbar} \sum_j H_{ij} C_j$ , obtenemos el operador de Hamilton para un átomo de dos niveles en el marco rotante:

$$\hat{H} = \hbar \begin{pmatrix} (\omega_0 - \omega) & \frac{\Omega}{2} \\ \frac{\Omega}{2} & 0 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

### 1.1.2. Ecuaciones de Bloch.

Un conjunto de sistemas físicos es considerado un ensamble de estados  $|\Psi\rangle$  cuya información física relevante, tal como lo es su dinámica, está descrita a través del operador densidad:

$$\hat{\rho} = \sum_i \omega_i |\Psi^{(i)}\rangle \langle \Psi^{(i)}|$$

con forma matricial:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{ee} & \rho_{eg} \\ \rho_{ge} & \rho_{gg} \end{pmatrix}$$

El término  $\rho_{ii}$  corresponde a la población en el estado  $i$  mientras que  $\rho_{ij}$  representa la coherencia entre el estado  $j$  y el estado  $i$

La evolución temporal del operador de densidad satisface la ecuación de Schrödinger y está dada por:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = -[\hat{\rho}, \hat{H}]$$

Usando el operador de Hamilton de la ecuación 1.5 tenemos en el marco rotante:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = \frac{i\Omega}{2} \begin{pmatrix} (\tilde{\rho}_{ge} - \tilde{\rho}_{eg}) & (\tilde{\rho}_{gg} - \tilde{\rho}_{ee}) + i\delta \tilde{\rho}_{eg} \\ (\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg}) - i\delta \tilde{\rho}_{ge} & (\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

La ecuación 1.6 describe la interacción del átomo con el campo externo de radiación, para completar la descripción del sistema se debe agregar el término de emisión espontánea. El cual fue encontrado en [9] y está dado por:

$$\frac{i}{\hbar} [\tilde{\rho}, \hat{H}_{es}] = \Gamma \begin{pmatrix} -\rho_{ee} & -\frac{\rho_{eg}}{2} \\ -\frac{\rho_{ge}}{2} & \rho_{ee} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

en donde  $\Gamma$  es el ancho natural del espectro de emisión de la transición y su inverso  $\tau = \frac{1}{\Gamma}$  corresponde al tiempo de vida de la transición.

De esta forma, con base en las ecuaciones 1.6 y 1.7 el conjunto de ecuaciones que describen la dinámica del sistema es:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\rho}_{ee}}{dt} &= \frac{i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) - \Gamma \tilde{\rho}_{ee} \\ \frac{d\tilde{\rho}_{gg}}{dt} &= \frac{-i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{eg} - \tilde{\rho}_{ge}) + \Gamma \tilde{\rho}_{ee} \\ \frac{d\tilde{\rho}_{eg}}{dt} &= (i\delta - \frac{\Gamma}{2})\tilde{\rho}_{eg} + \frac{i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg}) \\ \frac{d\tilde{\rho}_{ge}}{dt} &= (-i\delta - \frac{\Gamma}{2})\tilde{\rho}_{ge} - \frac{i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg}) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Resolviendo para el caso independiente del tiempo  $\frac{d\tilde{\rho}}{dt} = 0$ :

$$\begin{aligned}\tilde{\rho}_{ee} &= \frac{1}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \delta^2 + \frac{\Omega^2}{2}} \\ \tilde{\rho}_{eg} &= \frac{\Omega(2\delta - i\Gamma)}{2\Omega^2 + 4\delta^2 + \Gamma^2} \\ \tilde{\rho}_{ge} &= \frac{\Omega(2\delta + i\Gamma)}{2\Omega^2 + 4\delta^2 + \Gamma^2}\end{aligned}\tag{1.9}$$

En el cálculo anterior se utilizó  $\text{tr}(\tilde{\rho}) = \tilde{\rho}_{ee} + \tilde{\rho}_{gg} = 1$  y  $\tilde{\rho}_{ge} = \tilde{\rho}_{eg}^*$

La Figura 1.2 muestra la dependencia de  $\tilde{\rho}_{ee}$  con respecto a la frecuencia de Rabi ( $\Omega$ ). Conforme el acoplamiento del campo aumenta, la población en el estado excitado aumenta. Así mismo, se puede apreciar que cuando el valor de  $\Omega$  crece las líneas presentan un ensanchamiento, el cual es conocido como ensanchamiento por potencia. El origen de este tipo de ensanchamiento de línea puede ser explicado de forma sencilla mediante la ecuación 1.4, de la cual podemos inferir que  $|\Omega| \propto \sqrt{I} \propto \sqrt{\frac{P}{A}}$ , donde  $I$  es la intensidad del campo eléctrico;  $P$  es la potencia del campo y  $A$  es el área de la fuente de radiación. De esta forma, al incrementar la potencia del campo de radiación ocurre un efecto de saturación que reduce la absorción dando lugar al ensanchamiento de la línea [10].

La Figura 1.3 representa la parte real de  $\tilde{\rho}_{eg}$  que corresponde a la susceptibilidad eléctrica. La Figura 1.4 muestra la parte imaginaria de  $\tilde{\rho}_{eg}$  que es proporcional al coeficiente de absorción [11].

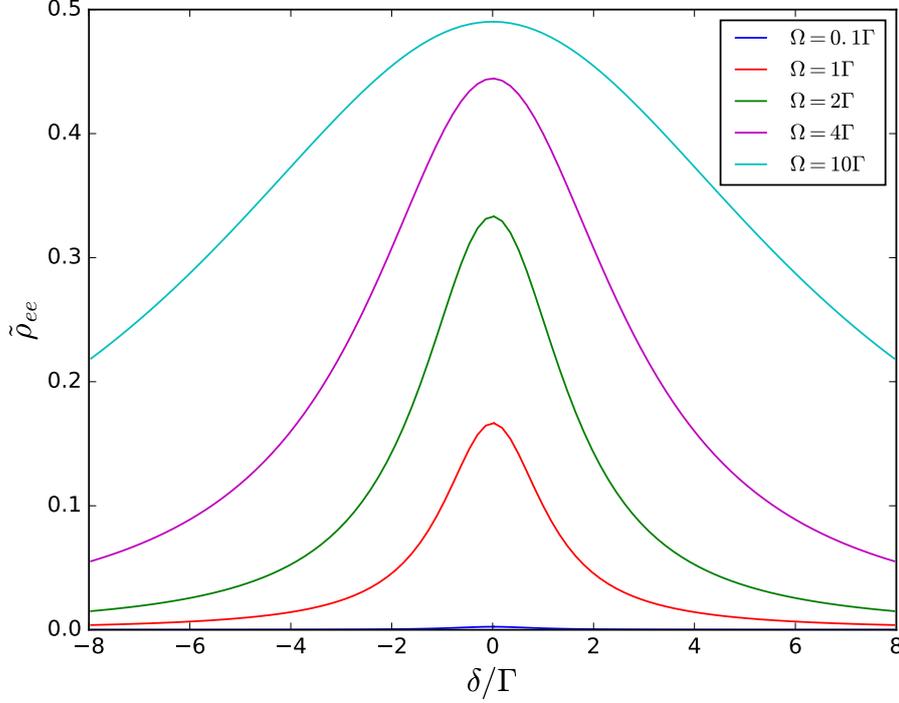


Figura 1.2: Población en el estado excitado  $\tilde{\rho}_{ee}$  para diferentes valores de la frecuencia de Rabi:  $\Omega \propto \Gamma$ , con  $\Gamma = 2\pi \cdot 6$  MHz. Se puede apreciar que conforme la frecuencia  $\Omega$  crece, la población en el estado excitado aumenta. Se visualiza el ensanchamiento por potencia de las líneas.

### 1.1.3. Coeficientes de Einstein.

Para un átomo de dos niveles, sea  $N_{12}$  la densidad de átomos con energía  $E_{12}$ . La tasa de cambio en la densidad atómica para el estado excitado  $|e\rangle$  es descrita por el modelo de Einstein y está dada por:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - B_{21}\rho(\omega)N_2 + B_{12}\rho(\omega)N_1 \quad (1.10)$$

Tomando en cuenta que  $N_1 + N_2 = Cte$ , es decir,  $\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt}$  tenemos la tasa de cambio para el estado base  $|g\rangle$ :

$$\frac{dN_1}{dt} = A_{21}N_2 - B_{21}\rho(\omega)N_2 - B_{12}\rho(\omega)N_1 \quad (1.11)$$

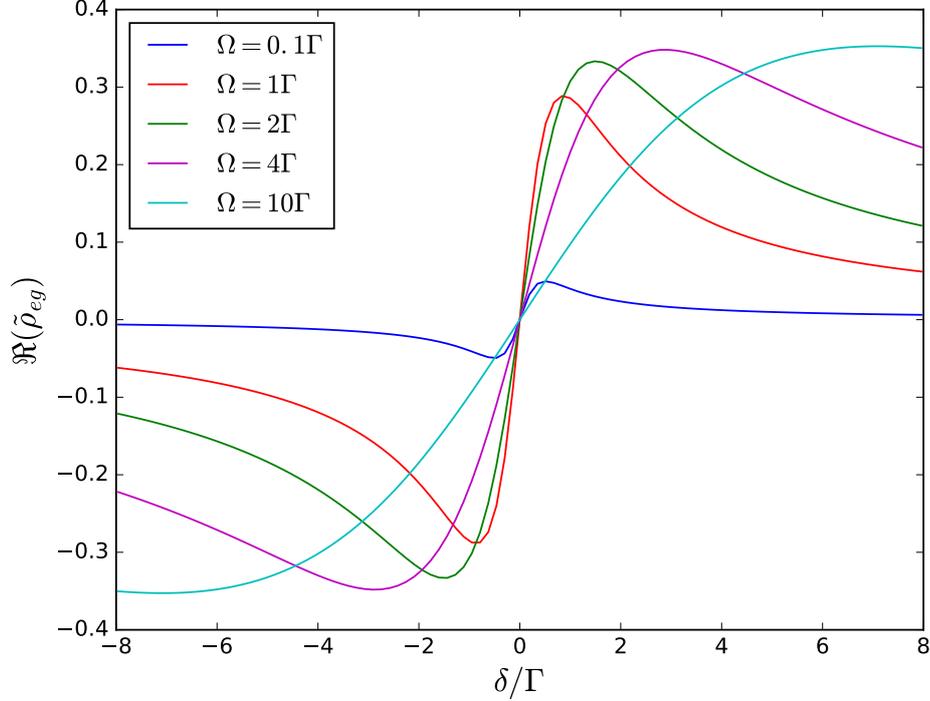


Figura 1.3: Gráfica de la parte real de  $\tilde{\rho}_{eg}$ , que corresponde a la susceptibilidad eléctrica, para diferentes valores de la frecuencia de Rabi:  $\Omega \propto \Gamma$ , con  $\Gamma = 2\pi \cdot 6$  MHz.

con  $\rho(\omega)$  la densidad de energía del campo electromagnético.

El primer término de las ecuaciones 1.10 y 1.11 describe el proceso de emisión espontánea; el segundo término proporcional a  $\rho(\omega)$  corresponde a la emisión estimulada y la absorción está considerada en el tercer término. La constante  $A_{21}$  se conoce como el coeficiente  $A$  de Einstein mientras que  $B_{21}$  y  $B_{12}$  son llamados coeficientes  $B$ .

Recordando que los niveles de energía están degenerados  $2J + 1$  niveles en los estados de momento angular, podemos escribir la ecuación 1.11 en términos de la distribución de Boltzman de la siguiente manera [12]:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \exp\left(\frac{-\hbar\omega}{k_B t}\right) = \frac{B_{12}\rho(\omega)}{A_{21} + B_{21}\rho(\omega)}$$

Así:

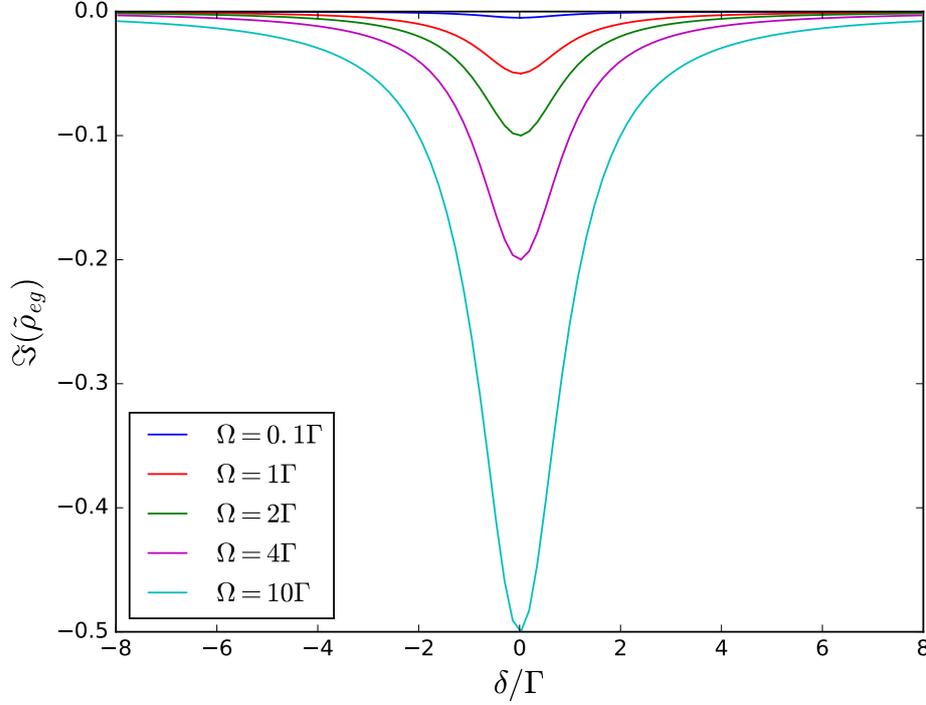


Figura 1.4: Gráfica de la parte imaginaria de  $\tilde{\rho}_{eg}$ , que es proporcional al coeficiente de absorción, para diferentes valores de la frecuencia de Rabi:  $\Omega \propto \Gamma$ , con  $\Gamma = 2\pi \cdot 6$  MHz.

$$\rho(\omega) = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\left( \frac{B_{12}(2J_1 + 1)}{B_{21}(2J_2 + 1)} \exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B t}\right) - 1 \right)}$$

Comparando con la distribución de radiación de cuerpo negro [8]:

$$\rho(\omega) = \frac{8\pi\hbar}{\lambda^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B t}\right) - 1}$$

podemos asociar ( $g_2 B_{21} = g_1 B_{12}$  con  $2J_2 + 1 = g_2$  y  $2J_1 + 1 = g_1$ , además de que

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\hbar}{\lambda^3} \quad (1.12)$$

Cuando los átomos interactúan con luz monocromática absorben o emiten fotones de frecuencias entre  $\omega$  y  $\omega + d\omega$  definiendo un perfil de línea espectral propio de la transición [10]. Definiendo al perfil de línea  $S(\omega)d\omega$  como la probabilidad de que un fotón sea absorbido o emitido espontáneamente dentro de un rango de frecuencias entre  $\omega$  y  $d\omega$ , podemos escribir a la ecuación 1.10 como:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - B_{21}N_2 \int_0^\infty \rho(\omega)S(\omega)d\omega + B_{12}N_1 \int_0^\infty \rho(\omega)S(\omega)d\omega$$

donde  $\int_0^\infty S(\omega)d\omega = 1$

Notemos que en ausencia de luz  $\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2(t)$  tiene por solución una función exponencial, cuya transformada de Fourier es una función de Lorentz de ancho (FWHM)  $A_{21} = \Gamma$ . Con base en lo anterior  $S(\omega)$  puede ser, además de una distribución Lorentziana, una Gaussiana o una convolución de ambas conocida como perfil de Voigt. Por otro lado, el perfil de línea del campo de radiación está dado por  $\rho(\omega)$  y:

$$\int_0^\infty \rho(\omega)S(\omega)d\omega \approx S(\omega) \int_0^\infty \rho(\omega)d\omega = S(\omega)\frac{I}{c}$$

con  $I$  la intensidad total del campo de radiación y  $c$  la velocidad de la luz. De esta forma, usando la relación 1.12 tenemos:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - \frac{\sigma(\omega)I}{\hbar\omega} [N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1] \quad (1.13)$$

con  $\sigma(\omega) = \frac{A_{21}\lambda^2 S(\omega)}{4}$  la sección transversal de absorción.

Para un perfil de línea Lorentziano de ancho natural  $\Delta\omega = \Gamma$ :

$$S(\omega) = \frac{\Delta\omega}{2\pi[(\omega_0 - \omega)^2 + (\frac{\Delta\omega}{2})^2]} = \frac{\frac{\Gamma}{2}}{\pi(\frac{\Gamma}{2})^2 + \delta^2}$$

Encontramos que en resonancia:

$$\sigma(\omega_0) = \frac{\lambda_0^2}{2\pi}$$

En principio cuando un haz de luz de frecuencia  $\omega$  atraviesa una muestra atómica, su cambio en intensidad está gobernado por la ecuación de Beer-Lambert:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha(\omega)I(z)$$

siendo  $\alpha(\omega)$  el coeficiente de absorción.

La sección transversal de absorción tiene dimensiones de área por lo que  $\sigma(\omega)I$  es la potencia absorbida por el átomo.

Considerando que la tasa a la cual los átomos son excitados por el campo electromagnético es  $-\frac{\sigma I}{\hbar\omega}[N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1]$ , encontramos que [8]:

$$\alpha(\omega) = -\sigma(\omega)[N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1]$$

Para determinar  $N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1$ , calculemos  $\frac{N_2 - \frac{g_2}{g_1}N_1}{N}$  usando que la ecuación 1.13 cuando es independiente del tiempo implica que:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \left( \frac{\frac{\sigma I}{\hbar\omega A_{21}}}{1 + \frac{\sigma I}{\hbar\omega A_{21}}} \right)$$

Haciendo estas sustituciones en  $\alpha$ , obtenemos:

$$\alpha(\omega) = \frac{g_2}{g_1} \frac{\sigma(\omega)N}{1 + (1 + \frac{g_2}{g_1}) \frac{\sigma I}{\hbar\omega A_{21}}}$$

En resonancia y tomando  $g_2 = g_1$ :

$$\alpha(\omega_0) = \frac{\sigma_0 N}{1 + 2 \frac{\sigma_0 I}{\hbar\omega A_{21}}}$$

De donde se define la intensidad de saturación:

$$I_{\text{sat}} := \frac{\hbar\omega_0 A_{21}}{2\sigma_0} \quad (1.14)$$

La intensidad de saturación, como su nombre lo indica, es un parámetro que nos permite conocer el valor de intensidad para el cual el medio se satura. Dicha saturación tiene lugar cuando la intensidad del campo de radiación aumenta significativamente de tal forma que la tasa de excitación de los átomos a un estado de mayor energía es comparable con la tasa de decaimiento a un estado de menor energía. Cuando la intensidad del campo de radiación es igual a la intensidad de saturación  $I = I_{\text{sat}}$ , el coeficiente de absorción  $\alpha$  decae a la mitad de su valor, como consecuencia la población del estado de menor energía disminuye y la mayoría de los átomos se encuentran

en el estado excitado.

Recordando que la frecuencia de Rabi es el parámetro que describe el acoplamiento entre la luz y la transición atómica, resulta muy conveniente expresarla en términos de los coeficientes de Einstein. Para ello es necesario realizar una nueva aproximación denominada aproximación adiabática [8], la cual consiste en tomar las coherencias del operador densidad en equilibrio lo que permite asumir una dinámica lenta en el cambio de las poblaciones del sistema, teniendo de las ecuaciones 1.8:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Gamma}{2} - i\delta\right)\tilde{\rho}_{eg} &= \frac{i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg}) \\ \left(\frac{\Gamma}{2} + i\delta\right)\tilde{\rho}_{ge} &= \frac{-i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg}) \end{aligned}$$

Combinando la suma y resta de ambas ecuaciones obtenemos de sustituir en  $\frac{d\tilde{\rho}_{ee}}{dt}$  de las ecuaciones 1.8:

$$\frac{d\tilde{\rho}_{ee}}{dt} = \frac{-\Omega^2}{\Gamma(1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2})}(\tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg}) - \Gamma\tilde{\rho}_{ee} \quad (1.15)$$

Comparando con la ecuación 1.13:

$$\frac{\Omega^2}{\Gamma(1 + \frac{4\delta^2}{\Gamma^2})} = \sigma(\omega) \frac{I}{\hbar\omega} = \frac{(\frac{\Gamma}{2})^2 \lambda^2 I}{4\pi[(\frac{\Gamma}{2})^2 + \delta^2]\hbar\omega}$$

Así:

$$\Omega^2 = \frac{2\pi\Gamma c^2 I}{\hbar\omega^3} \quad (1.16)$$

Por otra parte, usando que  $\Omega = \frac{-\langle g|\hat{d}|e\rangle E_0}{\hbar}$  y que  $I = \frac{\epsilon_0 c}{2} E^2$  obtenemos:

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle g|\hat{d}|e\rangle|^2 = A_{21} \quad (1.17)$$

En el caso de la intensidad de saturación de considerar a  $\tilde{\rho}_{ee}$  y a  $\tilde{\rho}_{gg}$  en resonancia, además de recordar que cumplen  $\tilde{\rho}_{ee} + \tilde{\rho}_{gg} = 1$  obtenemos:

$$\frac{N_1 - N_2}{N} = \tilde{\rho}_{ee} - \tilde{\rho}_{gg} = \frac{1}{1 + \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2}}$$

De esta forma definimos:

$$\frac{I}{I_{\text{sat}}} = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} \quad (1.18)$$

Despejando y sustituyendo la frecuencia de Rabi:

$$I_{\text{sat}} = \frac{c\epsilon_0\Gamma^2\hbar^2}{4|\langle g|\hat{d}|e\rangle|^2} \quad (1.19)$$

En el caso particular de la dirección  $\hat{z}$ :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\omega_0^3}{\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle g|d_z|e\rangle|^2 \\ I_{\text{sat}} &= \frac{\hbar\omega_0^3\Gamma}{4\pi c^2} = \frac{\hbar\omega_0\Gamma}{2\sigma_0} \end{aligned} \quad (1.20)$$

El presente trabajo se enfoca en el atrapamiento y enfriamiento de átomos de rubidio dentro de una trampa magneto óptica (MOT) en la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  con  $\lambda = 780.24$  nm, bajo estas circunstancias se tiene  $\Gamma \approx 2\pi \cdot 6.06$  MHz o  $\tau \approx 26$  ns. Así mismo se tiene  $I_{\text{sat}} \approx 1.69 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$  para una polarización circular  $\sigma^\pm$  o  $I_{\text{sat}} \approx 2.5 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$  para una polarización lineal. La siguiente transición de interés en el presente proyecto es  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$  con  $\lambda = 420.29$  nm, la cual es la primera transición que permite obtener los estados de Rydberg ( $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$ ), en este caso  $\Gamma \approx 2\pi \cdot 1.31$  MHz o  $\tau \approx 121$  ns, además  $I_{\text{sat}} \approx 47 \frac{\mu\text{W}}{\text{mm}^2}$  para una polarización lineal. De manera adicional es importante mencionar que para el estado  $20S_{1/2}$  el tiempo de vida es de  $\tau \approx 4.6 \mu\text{s}$  [13, 14, 15, 16].

## 1.2. Estructura atómica.

### 1.2.1. Estructura fina e hiperfina.

El operador de Hamilton que describe la dinámica del átomo en ausencia de luz es  $H_0$ ; de resolver la ecuación de Schrodinger para el átomo de hidrógeno, encontramos que los estados del átomo no-relativista están determinados por los número cuánticos  $n, L$  y  $m_L$ . Estos estados se encuentran degenerados  $2L+1$  niveles cuya orientación depende del momento angular orbital  $\vec{L}$  y el espín del electrón  $\vec{S}$ . Al considerar los efectos relativistas, se debe de tomar en cuenta la interacción que tiene el electrón con el campo eléctrico

del protón. En particular, desde el marco de referencia del electrón, el protón es una carga en movimiento que produce un campo magnético que tiende a alinear el momento magnético del electrón  $\mu_S$  en la dirección del campo. No obstante, el electrón con momento angular  $L$  se mueve alrededor del núcleo dejando de lado la posibilidad de tener un marco de referencia estático y dar paso a tener un sistema de referencia que rota. Como consecuencia es necesario incluir efectos relativistas (precesión de Thomas) en la descripción atómica. Se tiene entonces una energía de interacción espín-órbita que debe de contribuir a la energía total propia del átomo[10]:

$$H_{SO} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{m^2 c^2 r^3} \vec{S} \cdot \vec{L}$$

Esta interacción involucra un acomplamiento entre el espín y el momento angular total del electrón y es denominada estructura fina. Teniendo como consecuencia un “nuevo” desdoblamiento en los niveles de energía y un cambio en el momento angular, definiendo así un nuevo número cuántico de momento angular total:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

de magnitud  $|L - S| \leq J \leq L + S$  y  $2J + 1$  proyecciones dadas por  $-J \leq M_J \leq J$ .

Es así como la descripción de los estados atómicos bajo esta interacción queda definida por una nueva base de números cuánticos  $n, L, S, J$  y  $M_J$ . Se puede demostrar que la corrección a la energía atómica debida al hamiltoniano  $H_{SO}$  es:

$$\Delta E_{SO} = \frac{Z^2 \alpha^2 |E_n|}{n^2} \left| \frac{3}{4} - \frac{n}{J + 1/2} \right|$$

con  $Z = 1$  para átomos hidrogenoides.

Si ahora consideramos el efecto de la interacción del espín nuclear  $I$  con la densidad de flujo magnético generada por los electrones, se tiene un nuevo cambio en la estructura atómica y en el momento angular total denominado estructura hiperfina.

El hamiltoniano que describe esta interacción tiene la forma:

$$H_{HFS} = -\mu_I \cdot \vec{B}_e$$

donde  $\mu_I$  momento magnético nuclear y  $\vec{B}_e$  el campo magnético de los electrones.

La relación entre el momento magnético y el espín nuclear es:

$$\mu_I = g_I \mu_{NI}$$

en donde  $g_I$  es el factor  $g$  de espín nuclear y  $\mu_{NI}$  el magnetón nuclear.

Se define ahora el momento angular atómico:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$$

con magnitud en el intervalo  $|J - I| \leq F \leq J + I$  y  $2F + 1$  proyecciones dadas por  $-F \leq M_F \leq F$ . Por lo que la nueva base de números cuánticos que describe por completo a los estados del átomo es:  $n, L, S, J, F, M_F$ . Bajo esta interacción la corrección a la energía de los niveles atómicos es:

$$\Delta E_{hfs} = \frac{A}{2}K + \frac{B(3/2)K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{4I(2I-1)J(2J-1)}$$

con  $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ . En donde  $A$  y  $B$  son las constantes de estructura fina dipolar magnética y cuadrupolar eléctrica respectivamente.

Con base en lo escrito en esta sección el hamiltoniano que describe la dinámica del átomo es:

$$H_{atom} = H_0 + H_{SO} + H_{HFS} \quad (1.21)$$

Con energía:

$$E = E_0 + \Delta E_{S0} + \Delta E_{hfs} = E_{fina} + \Delta E_{hfs} \quad (1.22)$$

### 1.2.2. Reglas de selección en la aproximación dipolar eléctrica.

En la aproximación dipolar eléctrica la interacción de un campo de radiación con uno o más átomos está gobernada por ciertas reglas, llamadas reglas de selección. Esto significa que para tener una transición hiperfina permitida:  $|n, L, S, J, I, F, M_F\rangle \longrightarrow |n', L', S, J', I, F', M_{F'}\rangle$ , el elemento de matriz<sup>1</sup> 1.23 debe de ser diferente de cero.

$$\langle n', L', S, J', I, F', M_{F'} | \hat{H}_I | n, L, S, J, I, F, M_F \rangle \quad (1.23)$$

En general calcular el elemento de matriz anterior es complicado ya que en principio los momentos angulares están acoplados, sin embargo con ayuda del teorema de Wigner-Eckhart es posible desacoplar los momentos angulares eligiendo la base adecuada [17]. Tomando a la base de helicidad<sup>2</sup> como la base apropiada podemos escribir al hamiltoniano de interacción  $\hat{H}_I$  como [18]:

<sup>1</sup>Con  $q = -1, 0, 1$  dependiendo de la polarización de la luz:  $p = \pm 1$  circular y  $p = 0$  lineal.

<sup>2</sup>Debido a la simetría esférica del átomo.

$$\hat{H}_I = iqE_0 \sum_{p=-1}^1 A_p r Y_{1,p} \quad (1.24)$$

en donde el término  $r$  es un tensor esférico irreducible de posición de rango  $K = 1$ ,  $Y_{1,p}$  representa un tensor esférico irreducible de armónico esférico de rango  $K = 1$ , finalmente el término  $A_p$  representa un coeficiente que acompaña a los armónicos esféricos como resultado del cambio de la base cartesiana a la base de helicidad.

Como podemos notar, el hamiltoniano de interacción es un tensor esférico que está estrechamente relacionado con las rotaciones generadas por el momento angular por lo tanto para poder desacoplar un elemento de matriz de un tensor esférico que opera entre estados de momento angular requerimos hacer uso del teorema de Wigner-Eckhart. El teorema estipula que para un operador tensorial esférico de rango  $K$  el elemento de matriz [17] está dado por:

$$\langle \alpha', j', m' | \hat{T}_{K,p} | \alpha, j, m \rangle = \langle j, m; K, p | j', m'; j, K \rangle \langle \alpha', j' | \hat{T}_{K,p} | \alpha, j \rangle$$

El primer término corresponde al coeficiente de Clebsch-Gordan para dos momentos angulares. El segundo término es llamado elemento de matriz reducido. Las variables  $\alpha$  y  $\alpha'$  simbolizan el resto de los números cuánticos del sistema.

Con base en lo anterior, utilizando el teorema de Wigner-Eckhart y sustituyendo la ecuación 1.24 en la expresión 1.23 obtenemos un elemento de matriz:

$$\begin{aligned} \langle n', L', S, J', I, F', M_{F'} | r Y_{1,p} | n, L, S, J, I, F, M_F \rangle &= \langle n', L', J', F' | r | n, L, J, F \rangle \\ &\times \langle F, M_F; 1, p | F', M_{F'} \rangle \end{aligned} \quad (1.25)$$

Donde  $\langle n', L', J', F' | r | n, L, J, F \rangle$  es el elemento de matriz reducido y  $\langle F, M_F; 1, p | F', M_{F'} \rangle$  es el coeficiente de Clebsch-Gordan que está dado en términos de los símbolos  $3 - j$  de la siguiente forma:

$$\langle F, M_F; 1, p | F', M_{F'} \rangle = (-1)^{F' - M_{F'}} \sqrt{2F' + 1} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -M_{F'} & p & M_F \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Desacoplado el momento angular de la ecuación 1.25 tenemos:

$$\begin{aligned} \langle n', L', J', F' | |r| |n, L, J, F\rangle &= \langle n', L', J' | |r| |n, L, J\rangle \\ &\times (-1)^{-I-J'-J-F} \sqrt{(2F+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} J' & J & 1 \\ F & F' & I \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (1.27)$$

El símbolo entre llaves:  $\left\{ \right\}$  es denominado símbolo 6 -  $j$  para el acoplamiento de los momentos angulares.

Siguiendo con el proceso de desacoplamiento ahora para la ecuación 1.27 obtenemos:

$$\begin{aligned} \langle n', L', J' | |r| |n, L, J\rangle &= \langle n', L' | |r| |n, L\rangle \\ &\times (-1)^{-S-L'-L-J} \sqrt{(2J+1)(2L'+1)} \begin{Bmatrix} L' & L & 1 \\ J & J' & S \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Del desacoplamiento de la expresión 1.28 llegamos a:

$$\begin{aligned} \langle n', L' | |r| |n, L\rangle &= (-1)^{L'} \sqrt{(2L'+1)} \langle n', L' | |r| |n, L\rangle \\ &\begin{pmatrix} L' & 1 & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Donde la integral radial  $\langle n', L' | |r| |n, L\rangle$  está dada como:

$$\langle n', L' | |r| |n, L\rangle = \int R_{nL}(r)r(r)R_{n'L'}(r)r^2 dr$$

Para obtener las reglas de selección en la aproximación dipolar eléctrica es necesario que las ecuaciones 1.25, 1.27, 1.28 y 1.29 sean diferentes de cero, esto se satisface cuando [17]:

$$\begin{aligned} \Delta F &= 0, \pm 1 \\ \Delta M_F &= 0, \pm 1 \\ F + F' &\geq 1 \\ \Delta F &= 0, \pm 1 \\ \Delta J &= 0, \pm 1 \\ J + J' &\geq 1 \\ \Delta L &= 0, \pm 1 \\ L + L' &\geq 1 \end{aligned} \quad (1.30)$$

### 1.2.3. Efecto Zeeman.

Si la interacción atómica con un campo magnético externo es menor que la interacción hiperfina, es decir, cuando los átomos interactúan con un campo magnético débil <sup>3</sup> el efecto Zeeman desdobra a los niveles hiperfinos en  $2F+1$  estados  $M_F$ . El operador de hamilton que describe esta interacción tiene la forma [10]:

$$H_{Ze} = \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (1.31)$$

Con  $\vec{\mu}$  el momento magnético total definido como:  $\vec{\mu} = \mu_B(g_l\hat{L} + g_s\hat{S} + g_I\hat{I})$ . Donde  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$  es el magnetón de Bohr,  $m_e$  la masa del electrón y  $g_i$  los factores de Landé: orbital, espinorial y nuclear, respectivamente.

Si tratamos a esta interacción como una perturbación a la energía de la estructura fina y tomamos al campo magnético a lo largo de la dirección  $\hat{z}$  tenemos:

$$H_{Ze} = \mu_B(g_J J_z + g_I I_z) B_z = \mu_B g_F F_z B_z \quad (1.32)$$

donde  $g_F = \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} g_J$ .

Los niveles de energía se separan de acuerdo a:

$$\Delta E = \mu_B g_F M_F B_z \quad (1.33)$$

### 1.2.4. El átomo de Rubidio.

El átomo de rubidio es un átomo alcalino, es decir, tiene un sólo electrón en su última capa de valencia es por ellos que la teoría desarrollada para el átomo de hidrógeno puede ser aplicada.

Tiene un número atómico de 37 y una masa atómica de 85.4678 u.m.a. Sus dos isótopos principales son <sup>85</sup>Rb y <sup>87</sup>Rb con una abundancia natural de 72.17% y 27.83% respectivamente, así como un espín nuclear de  $I = \frac{5}{2}$  e  $I = \frac{3}{2}$ . La configuración electrónica del rubidio es:  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^1$ , por lo que el estado base de su último electrón corresponde al término  $5S_{1/2}$ ; en el cual  $n = 5$ ,  $L = 0$ ,  $S = \frac{1}{2}$  y  $J = \frac{1}{2}$ .

Para el atrapamiento de átomos dentro la trampa magneto óptica las transiciones atómicas hiperfinas cíclicas que son de nuestro interés van del estado base  $5S_{1/2}$  al primer estado excitado  $5P_{3/2}$ . Las cuales tienen lugar a

---

<sup>3</sup>Un campo menor a  $1T$  es considerado débil

una longitud de onda de 780 nm. Las Figuras 1.5 y 1.6 muestran los diagramas de niveles con estructura hiperfina <sup>4</sup> para <sup>85</sup>Rb y <sup>87</sup>Rb.

Usando las ecuaciones  $\Delta E_{hfs}$  y 1.22, se calculó la diferencia de energía entre cada nivel hiperfino y, por consiguiente, su respectiva diferencia en frecuencia. Se tomó a  $A$ ,  $B$  y  $E_{fina}$  para cada nivel de energía de [19].

---

<sup>4</sup>Incluyendo la señal de entrecruzamientos (niveles en gris) que se explicará más adelante.

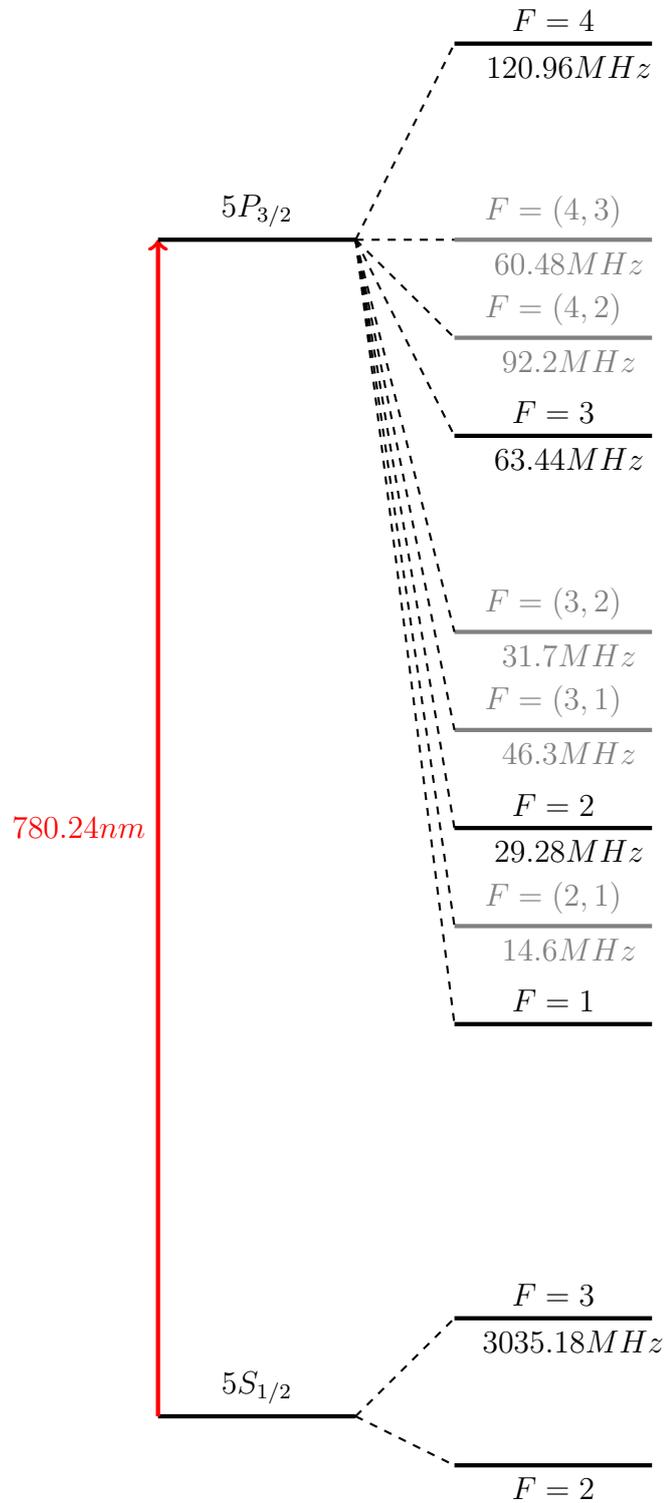


Figura 1.5: Estructura hiperfina para  $^{85}\text{Rb}$  involucrada en la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  que tiene lugar a una longitud de onda de 780 nm. Se muestra la diferencia de frecuencia entre cada nivel hiperfino.

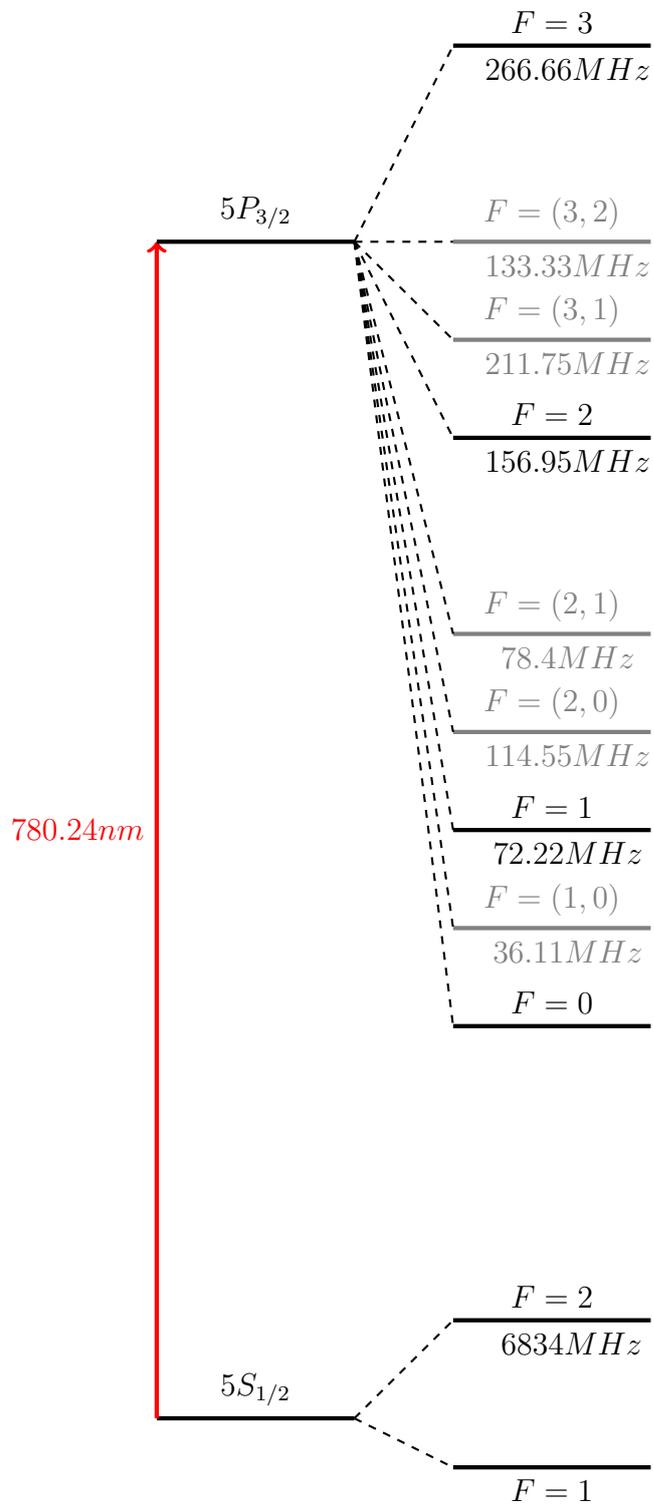


Figura 1.6: Estructura hiperfina para  $^{87}\text{Rb}$  involucrada en la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  que tiene lugar a una longitud de onda de 780 nm. Se muestra la diferencia de frecuencia entre cada nivel hiperfino.

Algunas propiedades ópticas útiles para el atrapamiento en esta transición de muestran en la tabla 1.1 [13, 14].

Tiempo de vida	$\tau$	26.234 ns
Tasa de decaimiento/ancho natural	$\Gamma$	$2\pi \cdot 6.0666$ MHz
Temperatura Doppler	$T_D$	145.57 $\mu$ K
Intensidad de saturación( $\sigma^\pm$ )	$I_{sat}$	$1.669 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$
Sección transversal( $\sigma^\pm$ )	$\sigma_0$	$2.906 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$

Tabla 1.1: Propiedades físicas y ópticas del átomo de rubidio.

### 1.2.5. Estados de Rydberg

Los estados de Rydberg son estados atómicos con un número cuántico principal muy grande  $n \gg 1$ . Son producidos cuando uno o más de sus electrones son excitados a niveles altos de energía, como consecuencia los átomos de Rydberg son altamente susceptibles a un proceso de ionización. Otra característica importante es la exageración en algunas de sus propiedades debido a que su radio orbital escala como  $n^2$  [4]. La tabla 1.2 desglosa algunas propiedades importantes.

Energía de amarre	$n^{-2}$
Energía entre estados adyacentes	$n^{-3}$
Sección transversal geométrica	$n^4$
Momento dipolar	$n^2$
Polarizabilidad	$n^7$
Tiempo de vida	$n^3$

Tabla 1.2: Propiedades físicas de los estados de Rydberg.

La energía del átomo de Rydberg puede ser calculada usando la teoría de defecto cuántico [4], [15]. El electrón de valencia ve al núcleo como una carga central, sin embargo esta interacción se ve influenciada por el efecto que los electrones en capas internas tienen sobre el electrón de valencia. Lo anterior ocasiona un corrimiento en los niveles de energía, este corrimiento es descrito por el parámetro de defecto cuántico  $\delta(n)$ . Así, la energía para un átomo alcalino de Rydberg está dada por la ecuación 1.34:

$$E_{nlj} = E_i - \frac{R^*}{(n - \delta_{nlj})^2} \quad (1.34)$$

donde  $R^* = \frac{1}{1 + \frac{m_e}{m_A}}(R_\infty)$  constante de Rydberg,  $E_i$  la energía de ionización del estado base,  $n$  el número cuántico principal,  $m_e$  y  $m_A$  la masa del electrón y del átomo respectivamente.

El término  $\delta(n)$  contribuye a la energía mediante dos efectos: por una parte, cuando el electrón de valencia pasa cerca del núcleo puede polarizarlo y por otro lado, el electrón puede atravesar el núcleo y modificar el potencial del sistema. Los estados del electrón para los cuales estos efectos son más significativos son aquellos que presenten momentos angulares  $l \leq 3$ .

El defecto cuántico es calculado mediante la fórmula de Rydberg-Ritz [15]:

$$\delta_{nlj} \approx \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \dots$$

en donde los parámetros  $\delta_0, \delta_2$  dependen de  $l$  y  $j$  y son específicos para cada átomo.

Actualmente en nuestro laboratorio se generan estados de Rydberg en una celda con vapor de rubidio atómico a una temperatura de aproximadamente 100° C mediante el esquema de excitación:  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$ . Con base en la ecuación 1.34 y sabiendo que  $\lambda = \frac{hc}{E_{nlj}}$  además de utilizar los valores de los defectos cuánticos para los estados atómicos de  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$  que se encuentran en [15],[4] podemos conocer las longitudes de onda para los cuales son posibles las transiciones mencionadas. La primera transición tiene lugar para  $\lambda \approx 420.295$  nm mientras que la segunda ocurre para  $\lambda \approx 1051.31$  nm.

Las Figuras 1.7 y 1.8 muestran los diagramas de niveles con estructura hiperfina para  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$ .

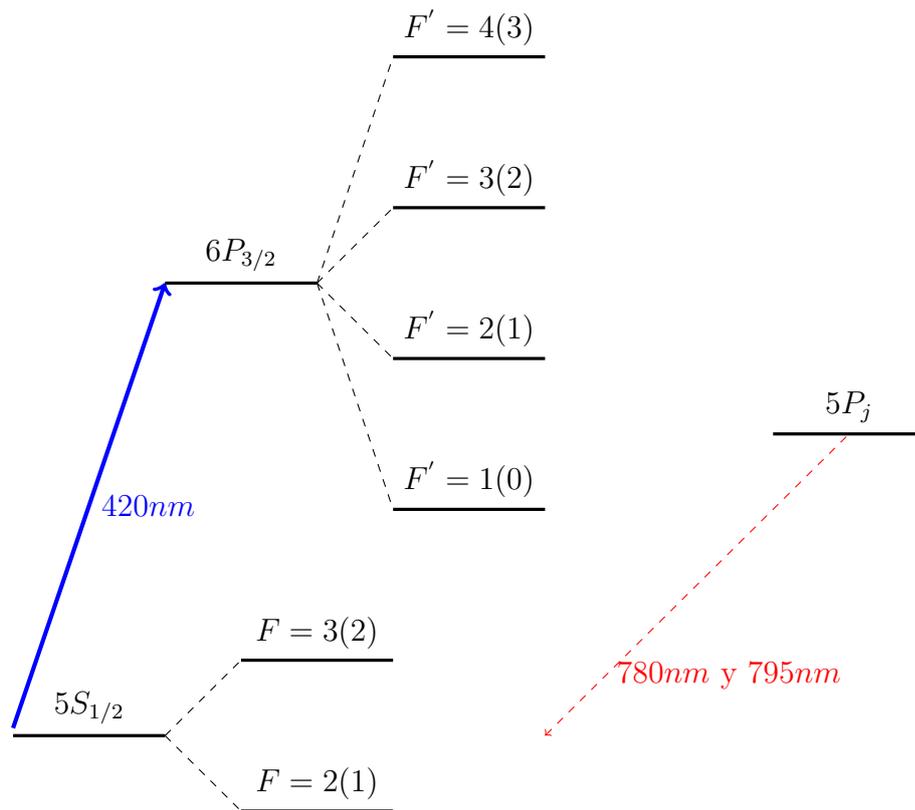


Figura 1.7: Estructura hiperfina para  $^{85(87)}\text{Rb}$  involucrada en la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ . Los átomos excitados por el campo de radiación de  $420\text{ nm}$  pueden regresar al estado inicial por dos caminos: a través del decaimiento al nivel  $5P_j$  y su decaimiento al estado base emitiendo fotones de  $780$  y  $795\text{ nm}$ ; y mediante un decaimiento directo del nivel  $6P_{3/2}$  al nivel  $5S_{1/2}$  emitiendo fotones de  $420\text{ nm}$ .

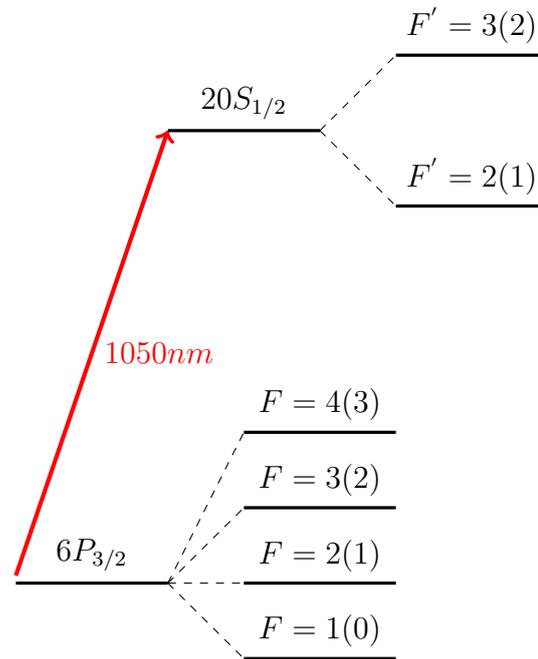


Figura 1.8: Estructura hiperfina para  $^{85(87)}\text{Rb}$  involucrada en la transición  $6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$  que tiene lugar a una longitud de onda de 1050 nm.

Es importante mencionar que para átomos fríos el esquema de excitación que se planea implementar es el mismo que para átomos calientes; sin embargo, el proceso de medición requerirá de ciertas modificaciones debido al funcionamiento de la trampa magneto-óptica, temas que se abordarán en capítulos posteriores. Para un tratamiento más detallado de los estados de Rydberg se recomienda consultar [4].



## Capítulo 2

# Técnicas de espectroscopia y anclado de láseres.

En el presente capítulo se describen las técnicas de espectroscopia láser utilizadas en el proceso experimental tanto para la formación de la nube de átomos fríos dentro de la MOT como para la generación de estados de Rydberg a una temperatura de  $100^\circ\text{C}$ . La técnica de espectroscopia de polarización nos permite resolver la estructura hiperfina de los isotopos de rubidio y, por consiguiente, poder seleccionar una frecuencia de emisión para anclar el láser de enfriamiento necesario para el atrapamiento de átomos. Así mismo tiene la ventaja de que dichas resonancias se obtienen directamente como señales con forma de dispersión<sup>1</sup> con las que es posible realizar el anclado de la frecuencia del láser [20]. Por otro lado, se plantean las bases del método de anclado de frecuencia por compensación *frequency offset-locking* con el que se propone anclar el láser de rebombeo requerido para mantener el ciclo de atrapamiento. La última técnica que nos interesa describir en este capítulo es la técnica de espectroscopia por fluorescencia saturada, la cual se utiliza para anclar el láser de 420 nm a una transición atómica para la generación de estados de Rydberg.

### 2.1. Espectroscopia libre de ensanchamiento Doppler.

El ensanchamiento de las líneas espectrales de una muestra atómica a temperatura ambiente se debe principalmente al efecto Doppler. Ciertas técnicas de espectroscopia que disminuyen el efecto de ensanchamiento, permitiendo

---

<sup>1</sup>Señal con la forma de la derivada de un perfil Lorentziano o de Voigt.

una mayor resolución del espectro, son conocidas como técnicas de espectroscopia libre de ensanchamiento Doppler.

Consideremos un campo de radiación de frecuencia  $\omega$  y a un átomo que se mueve con velocidad  $v$  en la dirección  $+\hat{z}$  como en la Figura 2.1. Por efecto Doppler, en el marco de referencia de la partícula la frecuencia del campo de radiación es observada con un corrimiento a causa del movimiento y está dada por  $\omega' = \omega \pm kv_z$  con la magnitud del vector de onda dada por  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ .

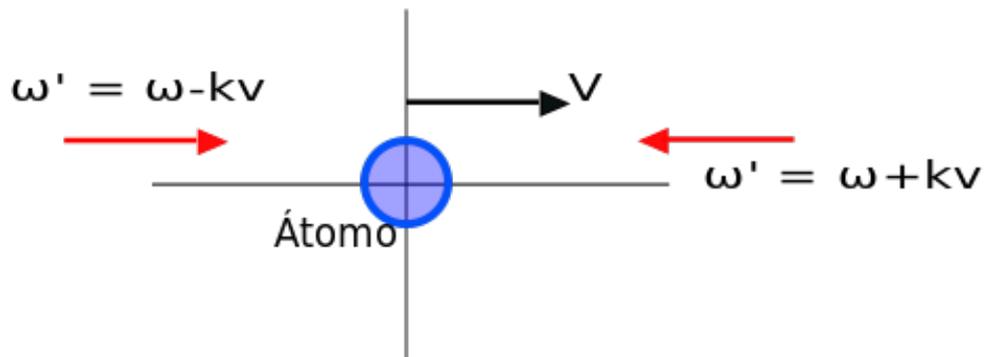


Figura 2.1: Corrimiento en la frecuencia del campo de radiación debido al efecto Doppler cuando un átomo interactúa con dos haces contrapropagantes. Si el átomo se mueve en dirección contraria al campo, la frecuencia de la luz se encuentra más cerca de la resonancia atómica y el átomo absorberá un fotón. Sin embargo, el átomo que se mueve en la misma dirección del campo estará más lejos de resonancia y la probabilidad de absorber un fotón se verá disminuida.

Los átomos en movimiento que interactúan con el campo de radiación absorberán un fotón cuando la frecuencia del campo corresponda a alguna frecuencia de transición atómica, es decir, cuando  $\omega' = \omega_0$ , dada esta condición podemos inferir que los átomos que se mueven con velocidad  $v$  absorben un fotón cuando  $\omega - \omega_0 = kv$ , es decir, cuando el campo de radiación se propaga en la dirección opuesta al movimiento del átomo y estarán más lejos de resonancia con el campo que se propaga en la misma dirección. Para el caso en que  $kv > 0$  la frecuencia observada por los átomos se verá corrida hacia el azul. Mientras que para  $kv < 0$  la frecuencia observada por los átomos se verá corrida hacia el rojo. Este corrimiento en frecuencia se denomina desintonía del campo de radiación con respecto a la transición atómica y está dado como  $\delta = \omega - \omega_0$ . Con base en lo anterior es posible encontrar la

## 2.1. ESPECTROSCOPIA LIBRE DE ENSANCHAMIENTO DOPPLER.35

velocidad a la que deben moverse los átomos para estar en resonancia con el campo de radiación, la cual está dada por:

$$v = \frac{c\delta}{\omega_0} \quad (2.1)$$

En un gas, la porción de átomos que se encuentran entre  $v$  y  $v + dv$  es dada por la distribución de Maxwell-Boltzman [10]

$$f(v)dv = N \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(\frac{-mv^2}{2k_B T}\right) dv = \frac{N}{u\sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{-v^2}{u^2}\right) dv \quad (2.2)$$

con  $u = \sqrt{2k_B T/m}$  la velocidad más probable.

Sustituyendo la ecuación 2.1 en la expresión 2.2 obtenemos el número de átomos en el gas que absorben/emiten entre las frecuencias  $\omega + d\omega$ :

$$g_D(\omega) = f(\omega)d\omega = N \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \frac{c}{\omega_0} \exp\left(\frac{-mc^2(\omega - \omega_0)^2}{2k_B T \omega_0^2}\right) d\omega \quad (2.3)$$

La ecuación 2.3 es una línea de absorción Gaussiana cuyo máximo ocurre en  $\omega = \omega_0$  y alcanza la mitad de su máximo cuando  $\omega - \omega_0 = \delta_{1/2}$ . De la relación:

$$\left(\sqrt{\frac{m}{2k_B T}} \frac{c\delta_{1/2}}{\omega_0}\right)^2 = \ln(2)$$

Se obtiene que la línea de ancho Doppler tiene una anchura media (FWHM) de:

$$\Delta\omega_D = 2\delta_{1/2} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln(2)}{m}}$$

Experimentalmente la señal de espectroscopia de un pozo Doppler se obtiene cuando una muestra atómica interactúa con un haz de luz láser en resonancia como se aprecia en la Figura 2.2.

Este es el tipo de espectroscopía más sencillo (de absorción simple), las líneas espectrales que se ven opacadas por el ensanchamiento Doppler generalmente pueden ser resueltas con gran precisión cuando la muestra atómica interactúa con dos haces del mismo láser contrapropagantes entre sí.

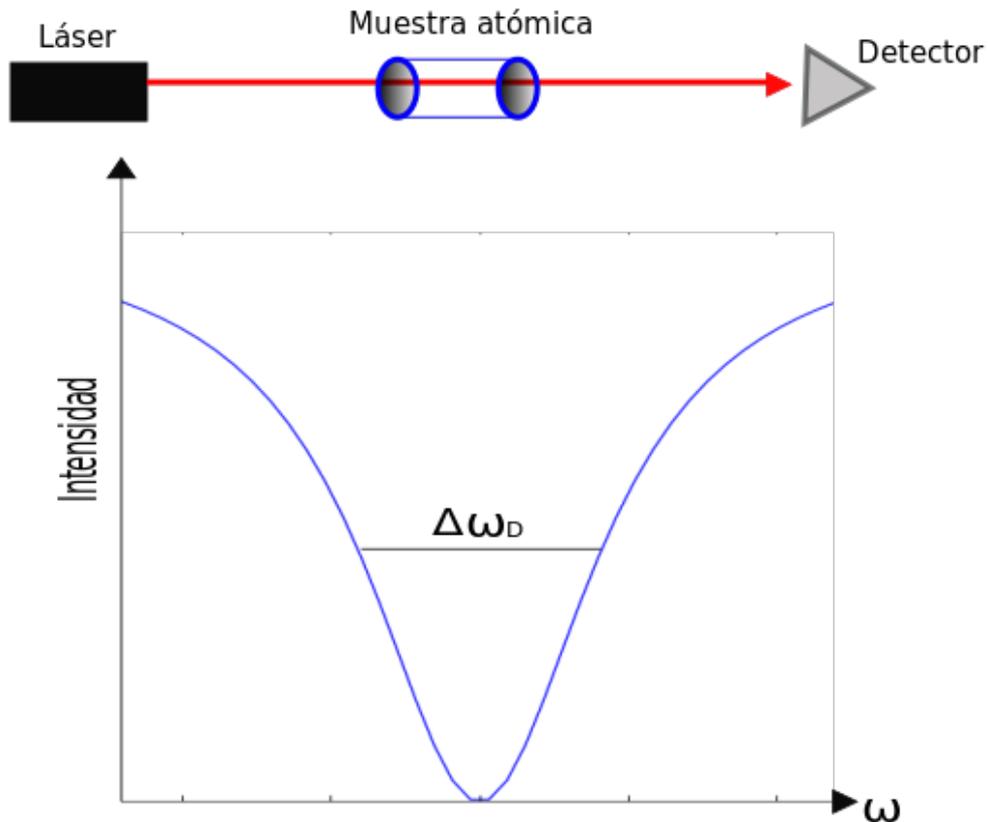


Figura 2.2: Señal de pozo Doppler generada cuando un haz interactúa con una muestra atómica. Si un haz de luz láser sintonizado a la frecuencia de transición atómica atraviesa una muestra atómica la señal registrada en un detector corresponde a la señal de pozo Doppler de ancho  $\Delta\omega_D$ .

## 2.2. Espectroscopía de polarización: anclado del láser de atrapamiento.

La espectroscopía de polarización es un ejemplo de espectroscopía libre Doppler donde se usan dos haces contrapropagantes uno de prueba con intensidad  $I_p$  y uno más intenso  $I_b$  llamado de bombeo. Las señales de esta espectroscopía provienen principalmente del cambio en el estado de polarización en el haz de prueba (linealmente polarizado) inducido por un haz de bombeo polarizado circularmente. El principio físico consiste en inducir un medio birrefringente a través de una distribución desigual de la población producida por el haz de bombeo, es decir, debido al bombeo óptico el haz de

## 2.2. ESPECTROSCOPIA DE POLARIZACIÓN: ANCLADO DEL LÁSER DE ATRAPAMIENTO.3

bombeo causa un cambio tanto en el índice de refracción como en el coeficiente de absorción del medio [20]. Cuando el láser es sintonizado a la transición  $|F, M_F\rangle \rightarrow |F', M'_F\rangle$  los átomos en el estado base absorben el haz intenso de bombeo siguiendo la regla de selección  $\Delta M_F = +1$  para transiciones dipolares eléctricas inducidas por luz circularmente polarizada  $\sigma^{+2}$  y  $\Delta M_F = -1$  para transiciones dipolares eléctricas inducidas por luz circularmente polarizada  $\sigma^{-3}$ . Por lo cual, los átomos serán excitados a un estado final  $F'$  con proyecciones  $M'_F = M_F + 1$  y la población de los niveles  $M_F$  disminuye a causa de la saturación, sin embargo durante el proceso de bombeo no todas las transiciones son posibles y no todos los niveles  $M'_F$  son poblados [6]. Este proceso de bombeo óptico produce un desbalance efectivo en la población de los estados magnéticos. Como consecuencia se produce un efecto desigual de saturación y una población no uniforme, es decir, la muestra se vuelve una muestra anisotrópica y a su vez birrefringente para el haz de prueba linealmente polarizado, que se registra como una rotación en la dirección de polarización de este último debido al desbalance en la absorción de las componentes  $\sigma^+$  y  $\sigma^-$  que componen al haz linealmente polarizado.

El arreglo experimental se muestra en la Figura 2.3. El haz proveniente del láser se separa en dos porciones mediante un divisor de haz (DH), una parte corresponde al haz de prueba que incide sobre una placa retardadora de media longitud de onda ( $\lambda/2$ ) para el control de su polarización lineal y posteriormente incide sobre la muestra atómica; la otra porción del haz corresponde al haz de bombeo, el cual es guiado mediante un espejo (E1) hacia una placa retardadora de un cuarto de longitud de onda ( $\lambda/4$ ) que lo polariza circularmente para posteriormente ser reflejado por otro espejo (E2), de forma contrapropagante con respecto al haz de prueba, hacia el interior de la muestra atómica. Para lograr el proceso de detección se implementa un detector de la polarización, para lo cual el haz de prueba es separado en sus componentes de polarización horizontal y vertical por un cubo polarizador (PBS). Cada componente tiene la forma de una función Lorentziana con efectos de polarización, esto significa que la señal proveniente de cada detector presenta una diferencia de fase y amplitud, como consecuencia la resta entre ambas Lorentzianas<sup>4</sup> es diferente de cero generándose una curva de dispersión (o señal de error) que presenta la forma de la derivada de un perfil de absorción lorentziano [20]. Esta curva de dispersión cruza el centro de la resonancia atómica lo que hace posible anclar el láser a una frecuencia de transición atómica particular.

---

<sup>2</sup>Polarización circular derecha.

<sup>3</sup>Polarización circular izquierda.

<sup>4</sup>Llevada a cabo por un circuito electrónico al que están conectados los detectores.

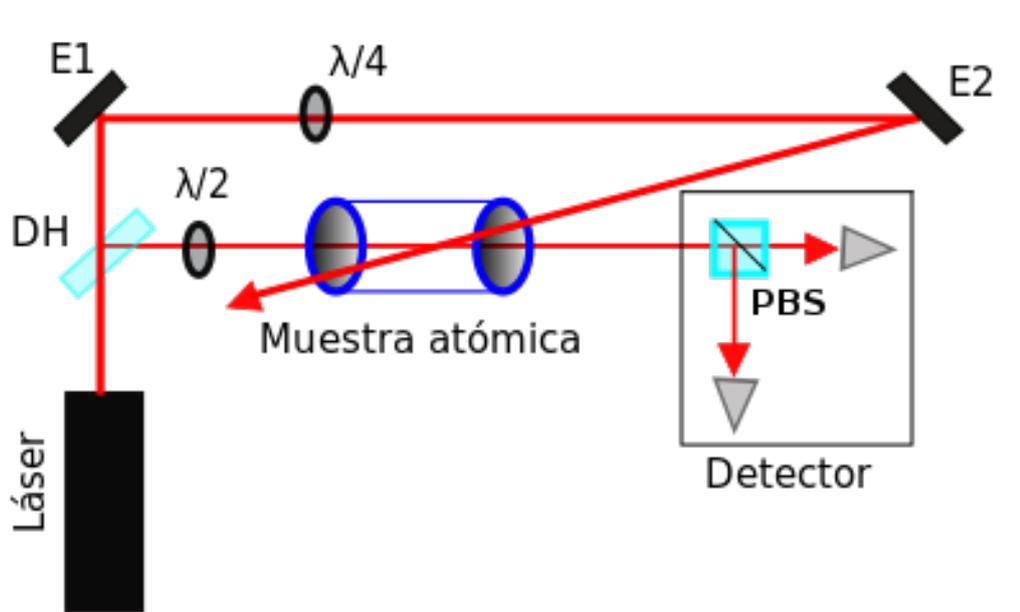


Figura 2.3: Arreglo experimental para la espectroscopía de polarización. Un divisor de haz (DH) separa al haz principal en un haz de prueba linealmente polarizado por una placa  $\lambda/2$  que incide sobre la muestra atómica y en un haz de bombeo circularmente polarizado por una placa  $\lambda/4$ , el cual es guiado mediante dos espejos (E1 y E2) hacia el interior de la muestra atómica de forma contrapropagante con respecto al haz de prueba. El proceso de detección involucra que el haz de prueba sea separado en sus componentes de polarización por un cubo polarizador (PBS).

Para la formación de la nube atómica el láser de atrapamiento de 780 nm es anclado mediante esta técnica a través de su interacción con alguno de los dos isótopos del átomo de rubidio. La Figura 2.4 muestra un ejemplo de curva de dispersión (señal de error) en el isótopo  $^{85}\text{Rb}$  para la transición  $5S_{1/2} : F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} : F'$ . Las líneas verticales indican el punto de anclaje en el cruce de la resonancia atómica mientras que las líneas punteadas corresponden al punto de anclaje en los entrecruzamientos.

### Entrecruzamientos

En la Figura 2.4 podemos notar transiciones intermedias entre las transiciones hiperfinas usuales, esto se debe a que si dos transiciones atómicas comparten un nivel en común cuando el campo de radiación en resonancia interactúa con los átomos se producen transiciones adicionales llamadas en-

## 2.2. ESPECTROSCOPIA DE POLARIZACION: ANCLADO DEL LASER DE ATRAPAMIENTO.3

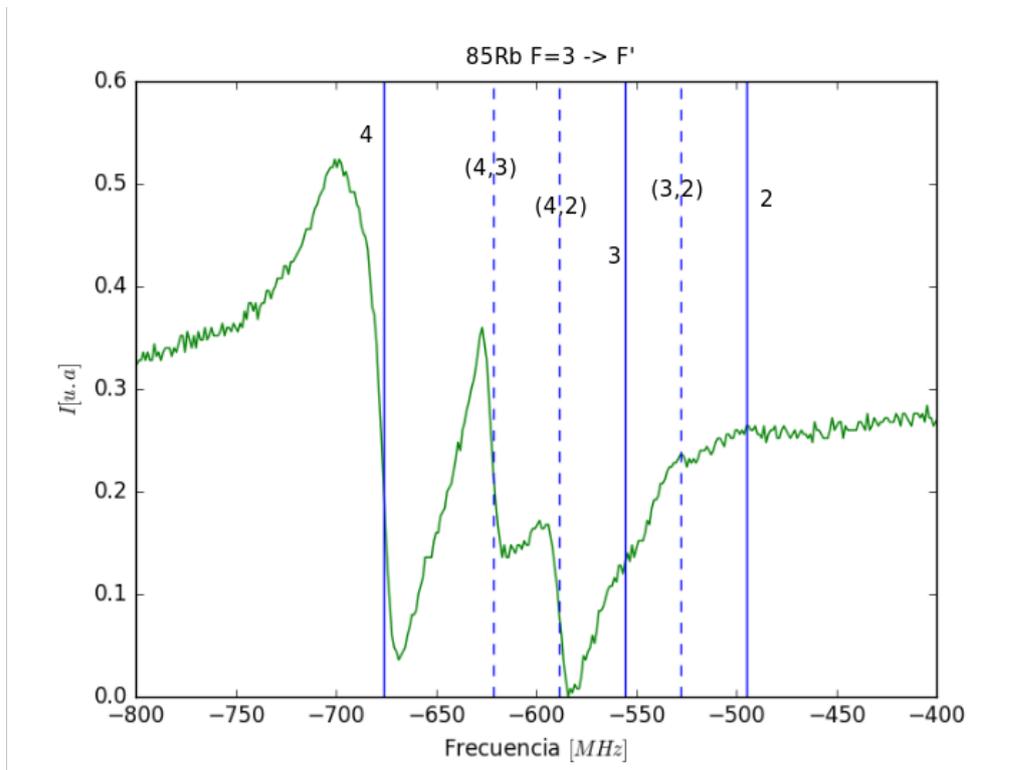


Figura 2.4: Curva de polarización del isótopo  $^{85}\text{Rb}$  para la transición  $5S_{1/2} : F = 3 \rightarrow 5P_{3/2} : F'$ . Las líneas verticales indican el punto de anclaje en el cruce de la resonancia atómica así como los entrecruzamientos.

entrecruzamientos o *crossovers* y ocurren cuando la separación entre los niveles que presentan el nivel en común es menor que el ensanchamiento Doppler. Por lo anterior los entrecruzamientos son picos generados dentro del pozo Doppler con un valor en frecuencia de la mitad de la separación entre dos transiciones hiperfinas diferentes [10, 6].

### 2.3. Sistema de anclado por *Frequency offset-locking*: anclado del láser de rebombeo.

Un esquema de fácil aplicación para la estabilización en frecuencia de un láser, consiste en anclar el láser (llamado láser esclavo) que se desea estabilizar con respecto a otro (láser maestro) que se encuentra estabilizado independientemente a una frecuencia previamente establecida. Este esquema es el anclado por *frequency offset-locking* y en nuestro diseño experimental, el láser de enfriamiento fungirá el papel de láser maestro previamente anclado por espectroscopia de polarización (EP) mientras que el láser esclavo será el láser de rebombeo.

La principal diferencia entre los diferentes esquemas para este método de anclado que se hallan en la literatura radica en la variedad de métodos que se han desarrollado para generar la señal de error necesaria en el proceso de estabilización en frecuencia. En el presente trabajo se propone implementar un esquema similar al desarrollado en [21]. El arreglo experimental se muestra en la Figura 2.5 y el principio básico de operación es el siguiente:

Un láser de referencia (LE) o láser maestro anclado a una transición atómica  $\omega_0$  es combinado para hacerlo interferir con un segundo láser (LB) o láser esclavo que se encuentra a una frecuencia  $\omega$ . El haz resultante de la superposición se hace incidir sobre un fotodiodo rápido (FD) que registra la señal de batimiento generada por la interferencia de las dos componentes de radiación. La señal de salida del fotodiodo que corresponde a la diferencia en frecuencia de ambos láseres  $\Delta\nu = \omega_0 - \omega$ <sup>5</sup> es comparada por un aparato electrónico (A) con una frecuencia de referencia  $\omega'_{LO}$  proveniente de un oscilador (sintetizador) de radio frecuencia (RF) que opera en el rango de las microondas. Esta segunda señal de batimiento  $|\Delta\nu - \omega'_{LO}|$  se divide en dos señales y se induce una diferencia de fase fija entre ellas. Posteriormente se recombinan en un detector de fase y cuando la señal de salida de este último sea comparable con la segunda señal de batimiento se tendrá una interferencia constructiva entre ambas señales. Por lo anterior, el voltaje de salida del detector de fase en función de la señal de batimiento  $\Delta\nu$  genera una señal de error cuyos cruces por cero indican los múltiples puntos de anclado a una transición atómica. La señal de error puede ser enviada al láser esclavo a través de un circuito anclador (tipo servo), el cual permite elegir un punto en particular de la señal para mantener una frecuencia fija, de tal forma que el láser esclavo sea anclado a una frecuencia  $\omega = \omega_0 - \omega'_{LO}$ , la cual puede ser

---

<sup>5</sup>En nuestro caso esta diferencia corresponderá a la separación entre niveles hiperfinos del estado base del isótopo de rubidio con el que se esté trabajando.

### 2.3. SISTEMA DE ANCLADO POR FREQUENCY OFFSET-LOCKING: ANCLADO DEL LÁSER

controlada mediante cambios en  $\omega'_{LO}$  del sintetizador. Entre las ventajas más significativas de implementar el esquema antes descrito (o bien un sistema similar) son la posibilidad de tener una curva de dispersión con múltiples puntos de anclado así como lo compacto y accesible del sistema experimental. Otros de los métodos experimentales más representativos se encuentran en [22, 23, 24], donde ocupan un filtro RF “casero” para generar una señal de error lineal que permite garantizar un solo punto de anclado. Esquemas similares pero relativamente más complejos se pueden ver en [25, 26, 27, 28].

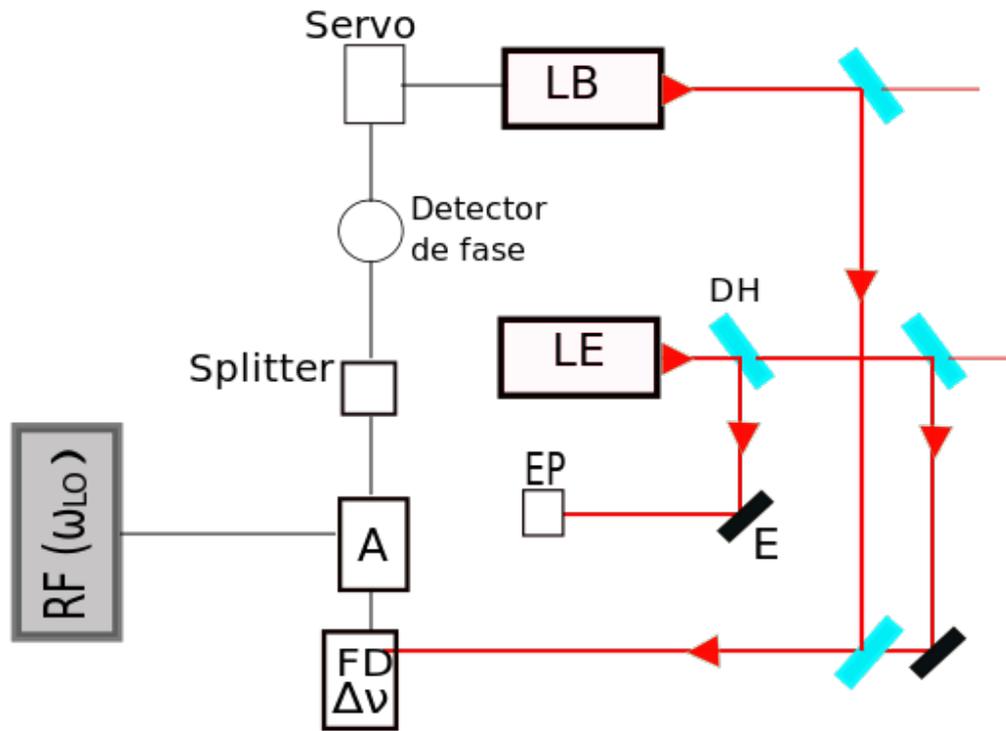


Figura 2.5: Arreglo experimental para el anclado por frequency offset locking. El láser maestro (LE) anclado previamente por espectroscopia de polarización (EP) es combinado con el láser esclavo (LB), el haz resultante incide sobre un fotodiodo rápido (FD) registrando la señal de batimiento. La diferencia en frecuencia  $\Delta\nu$  entre ambos campos se compara con una frecuencia de referencia  $\omega_{LO}$  en un sistema electrónico (A). La señal de (A) es dividida por un splitter en dos señales con una diferencia de fase entre ellas, las cuales son recombinadas en un detector de fase produciendo una señal de error que es enviada al láser esclavo para su anclado en frecuencia mediante un circuito anclador (Servo). Los elementos en azul (DH) representan divisores de haz mientras que los elementos en negro (E) simbolizan espejos.

## 2.4. Espectroscopía de Fluorescencia Saturada.

Uno de los experimentos principales que actualmente existen en nuestro laboratorio, y que será de utilidad para el monitoreo de la señal de los estados de Rydberg fríos, consiste en la generación de estados de Rydberg en una

celda con vapor de rubidio a una temperatura de alrededor de  $100^{\circ}\text{C}$  a través de la transición de dos fotones  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$  con dos campos de radiación de 420 nm y 1050 nm, respectivamente.

El anclado del láser de 420 nm para la generación de la primera transición,  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ , se lleva a cabo mediante la técnica de espectroscopía por fluorescencia saturada que se desarrolló en el Laboratorio de Átomos Fríos del ICN-UNAM. Este método es un tipo de espectroscopia libre de ensanchamiento Doppler. La Figura 2.6 muestra el arreglo experimental. Un haz de luz láser de intensidad  $I$  es dirigido por un par de espejos (E) al interior de una muestra atómica; una vez que el haz atravesó la misma, un tercer espejo (E) lo refleja de nuevo al interior de la muestra, teniendo así dos haces de luz contrapropagantes interactuando con los átomos. Esta interacción produce un efecto de saturación presentando una modificación o disminución en la población del estado atómico inicial que tiene cabida cuando la tasa de absorción es más rápida que la tasa de emisión [10]. El efecto se ve reflejado en la señal del pozo Doppler mediante la aparición de picos correspondientes tanto a las transiciones atómicas como a los crossovers [6]. Esta técnica permite resolver la estructura interna del nivel  $6P_{3/2}$  a través de la emisión de luz cuando el átomo decae al estado base, haciendo posible seleccionar una frecuencia de emisión muy específica para anclar el láser. La Figura 2.7 muestra el camino mediante el cual el átomo excitado puede decaer al estado base a través de la emisión de un fotón de 420 nm; sin embargo también puede decaer al estado base por otros caminos poblando al estado  $5P_j$ , desde este nivel los electrones decaen al estado base emitiendo fotones de 780 y 795 nm. El proceso de detección radica en coleccionar la luz de fluorescencia emitida durante los múltiples decaimientos.

La señal de fluorescencia de luz infraroja coleccionada por el detector permite anclar el láser a una frecuencia de elección. La Figura 2.8 muestra un la señal de anclado para el isótopo de  $^{85}\text{Rb}$  en la transición  $5S_{1/2} : F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} : F'$ . La señal mostrada es una amplificación de la región específica donde aparecen los picos dentro del perfil Gaussiano del pozo Doppler del isótopo de rubidio. Las líneas verticales continuas indican las transiciones atómicas principales mientras que las líneas punteadas señalan los entrecruzamientos.

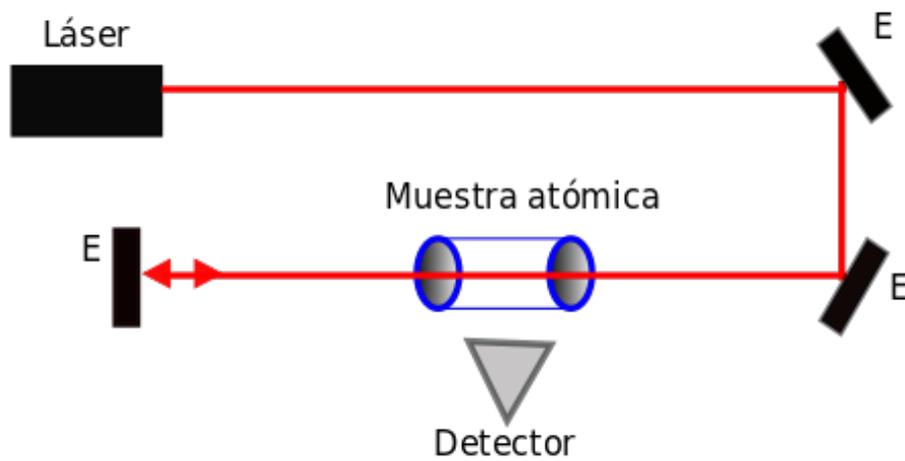


Figura 2.6: Arreglo experimental para la espectroscopía de fluorescencia saturada en la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ . Un haz de luz es guiado al interior de una muestra atómica, por un par de espejos (E), una vez que pasa por la muestra es reflejado de regreso, con un espejo (E), de forma contrapropagante logrando que dos haces de luz interactúen al mismo tiempo con los átomos. Un detector colecta la luz de la fluorescencia emitida en los decaimientos al estado base.

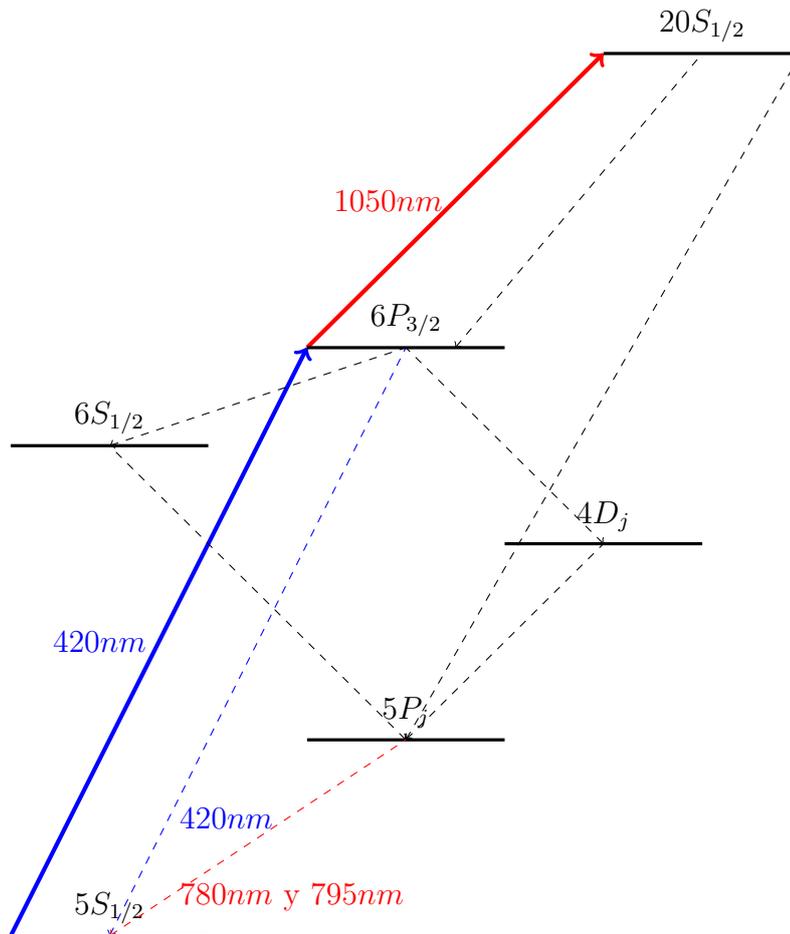


Figura 2.7: Esquema de excitación involucrado en la producción de los estados de Rydberg para la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$  en ambos isótopos del átomo de rubidio. La técnica de espectroscopia de fluorescencia saturada permite el anclado del láser de 420 nm a la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$  mediante la señal generada por la emisión de luz de 780 y 795 nm proveniente de los decaimientos al nivel  $5P_j$ . La generación de estados de Rydberg se logra induciendo la transición  $6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$  a través de un láser de 1050 nm.

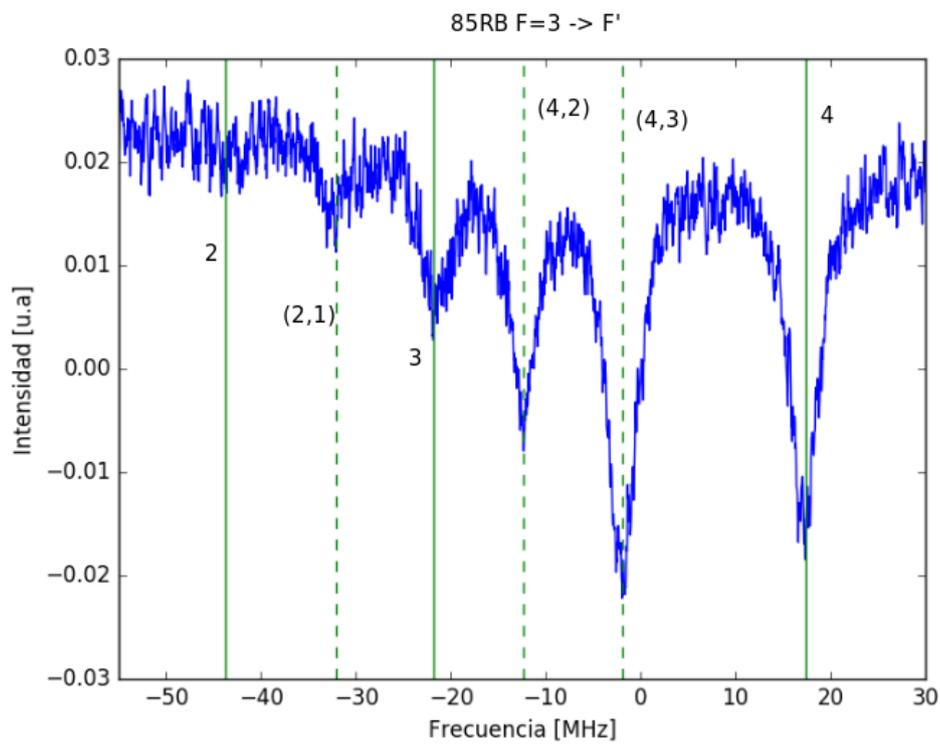


Figura 2.8: Señal de anclado proveniente de la espectroscopia de fluorescencia saturada para el isótopo de  $^{85}\text{Rb}$  en la transición  $5S_{1/2} : F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} : F'$ . Las líneas verticales indican las frecuencias de transición atómica así como las señales de los entrecruzamientos.

## Capítulo 3

# La trampa magneto-óptica (MOT).

La fuerza que la luz láser ejerce sobre los átomos permite modificar su velocidad. Si se presentan las condiciones necesarias para que dicha velocidad sea muy pequeña los átomos experimentarán un efecto de frenado, a este efecto se le conoce como enfriamiento láser que en conjunto con la aplicación de un campo magnético no homogéneo permite obtener un cambio más eficiente en el movimiento. Para lograr lo anterior se hace uso de diferentes técnicas experimentales, las cuales tienen variadas aplicaciones en el control y manipulación de átomos.

Los primeros experimentos de enfriamiento láser se hicieron en iones que fueron atrapados por campos eléctricos y enfriados con radiación láser. Sin embargo, los experimentos en donde se usó propiamente la fuerza que ejerce la luz para enfriar átomos dentro de una muestra y a su vez confinarlos por medio de un campo magnético fueron desarrollados por Steven Chu, Claude Cohen Tannoudji y William D. Phillips. Experimentos que los hizo merecedores del premio Nobel en 1997.

El presente capítulo se enfoca en describir las técnicas de enfriamiento láser y la aplicación de estas para el funcionamiento de la trampa magneto-óptica. Se comenzará describiendo la técnica de enfriamiento Doppler (melaza óptica); siguiendo con la descripción teórica de la MOT, su funcionamiento y la medición de sus propiedades.

### 3.1. Enfriamiento Doppler.

Consideremos un átomo moviéndose en una dirección dada con velocidad  $\hat{v}$  y frecuencia de resonancia  $\omega_0$  que interactúa con un campo de radiación de frecuencia  $\omega$ . En el marco de referencia del átomo, el campo de radiación  $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\mp(\omega - \omega_0)t)$ , por efecto Doppler, presenta un corrimiento en la frecuencia dado por  $\vec{k} \cdot \vec{v}$ . Para un átomo con velocidad inicial  $v_z$  el campo que se propaga en la misma dirección de movimiento tiene una frecuencia  $\delta - kv_z$  que se aleja de resonancia para  $\delta = \omega - \omega_0 < 0$ . Mientras que el campo que se propaga en la dirección opuesta presenta una frecuencia de  $\omega - \omega_0 + kv_z$  con  $\delta > 0$ , la cual está más cerca de resonancia. Como se mencionó anteriormente  $\delta < 0$  implica que la frecuencia del campo de radiación está por debajo de la frecuencia de resonancia (la luz presenta una desintonía  $\delta$  hacia el rojo con respecto a la transición atómica), mientras que  $\delta > 0$  implica un corrimiento hacia el azul. En el momento en que el átomo absorbe un fotón alcanza un estado excitado y después de cierto tiempo emite otro fotón de la misma frecuencia pero en una dirección aleatoria. La Figura 3.1 esquematiza el proceso de absorción y emisión de un átomo en presencia de radiación electromagnética.

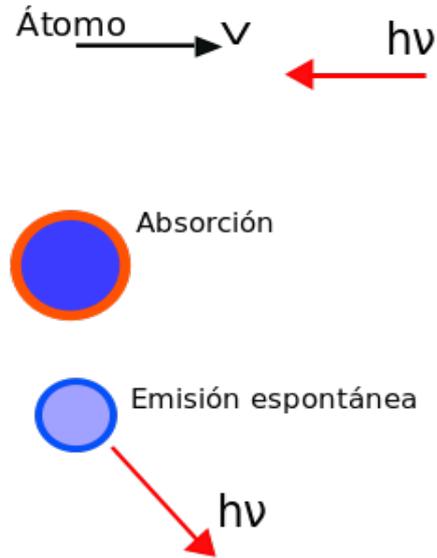


Figura 3.1: Proceso de absorción y emisión de un átomo en presencia de radiación electromagnética. Un átomo con velocidad  $v$  absorbe un fotón de energía  $h\nu$ , después de un tiempo el átomo emite espontáneamente un fotón de las mismas características y en una dirección arbitraria.

De la teoría electromagnética sabemos que por conservación de momento lineal, cuando un átomo absorbe o emite radiación su momento cambia. De esta forma, ante un campo de radiación de intensidad  $I$  el átomo experimenta una fuerza. Cada fotón absorbido le da al átomo “un empujón” en la dirección original del fotón; mientras que los fotones emitidos espontáneamente se dispersan en todas direcciones. La emisión espontánea de muchos fotones en conjunto con la fuerza debida a la absorción, resulta en una fuerza total<sup>1</sup> sobre el átomo dada por la ecuación 3.1

$$\vec{F}_{disp} = \vec{F}_{abs} + \vec{F}_{emis} \quad (3.1)$$

Debido a que el proceso de emisión ocurre en todas direcciones el cambio total en el momento promedia cero, de esta forma la fuerza de dispersión tiene su principal contribución por parte de los fotones absorbidos (siempre en la misma dirección) que le imparten momento a los átomos [10]:

$$\vec{F}_{disp} = \hbar \vec{k} \times R_{disp} \quad (3.2)$$

---

<sup>1</sup>Fuerza de dispersión

con  $R_{dips}$  tasa de dispersión por átomo que esta dada por la tasa de decaimiento  $\Gamma$  de la transición atómica multiplicada por la población del estado excitado  $\rho_{ee}$ :

$$\begin{aligned}
 R_{disp} &= \Gamma \rho_{ee} = \\
 &= \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\delta'^2 + \frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4}} = \\
 &= \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(\frac{2\delta'}{\Gamma}\right)^2}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

con  $\delta' = \omega - \omega_0 + kv$ . Notemos que  $\delta'$  engloba la diferencia en frecuencia entre la frecuencia del láser y la frecuencia de resonancia atómica, así como el corrimiento Doppler. Así, la fuerza responsable del enfriamiento tiene la forma:

$$F(\delta', I) = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\delta'^2}{\Gamma^2}} \tag{3.4}$$

Notemos que si  $I$  tiende a  $\pm\infty$  la fuerza presenta un máximo en  $\hbar k \frac{\Gamma}{2}$  por lo que podemos encontrar una aceleración máxima de:

$$|a_{max}| = \frac{\hbar k \Gamma}{2m} = \frac{v_r}{2\tau}$$

donde  $m$  es la masa del átomo,  $\tau$  el tiempo de vida del estado excitado y  $v_r = \frac{\hbar k}{m} = \frac{h}{\lambda m}$  la velocidad de retroceso del átomo.

Con base en lo anterior el átomo puede desacelerarse como:

$$\frac{dv}{dt} = v \frac{dv}{dz} = -a$$

La solución a esta ecuación diferencial es:

$$v_0^2 - v^2 = 2az$$

Considerando que la desaceleración tiene su máximo es  $a = a_{max}/2$ , podemos obtener la distancia de frenado a  $t = 0$ :

$$z_0 = \frac{v_0^2}{a_{max}} = \frac{2v_0^2\tau}{v_r}$$

con  $v_0$  la velocidad más probable,  $v_r$  la velocidad de retroceso y  $\tau$  tiempo de vida. Para el átomo de rubidio  $z_0 \approx 3.6 \times 10^{-7}$  m a una temperatura  $T = 146$   $\mu$ K. La velocidad de retroceso fue encontrada en [13, 14].

### 3.2. Melaza óptica.

Hasta el momento solamente hemos considerado el movimiento de un átomo en una dirección y su interacción con un haz que viaja en la dirección opuesta, de tal forma que por efecto Doppler el átomo entre en resonancia y su movimiento se vea disminuido. Sin embargo, para poder frenarlo de una forma más eficiente se requiere aplicar el enfriamiento Doppler con haces de la misma frecuencia, ligeramente desintonizados con respecto a la transición atómica, y contrapropagantes. A esta técnica de enfriamiento se le conoce como melaza óptica. La Figura 3.2 muestra el efecto de melaza óptica.



Figura 3.2: El efecto de melaza óptica tiene lugar cuando la velocidad de un átomo se ve disminuida como consecuencia de su interacción con dos haces contrapropagantes ligeramente desintonizados con respecto a la transición atómica.

La razón del uso de haces contrapropagantes tiene su origen en el hecho de que en el arreglo de un solo haz de enfriamiento, los átomos que se mueven en la misma dirección que el campo de radiación (por ejemplo la dirección  $-\hat{z}$ ) pueden interactuar con los fotones emitidos por los átomos que se mueven en la dirección opuesta al campo ( $+\hat{z}$ ) y que a su vez están siendo frenados. Como consecuencia del proceso de absorción y emisión los átomos que viajan en  $-\hat{z}$  se acelerarían y eventualmente colisionarían con los átomos que están siendo frenados, ocasionando que estos últimos vuelvan a moverse (calentarse) [29]. Para lograr un buen frenado en los átomos que

se mueven en ambas direcciones es necesario que el o los átomos interactúen con haces contrapropagantes en todas las direcciones posibles. Por otro lado el efecto Doppler incrementa la tasa de absorción del átomo teniendo como consecuencia un desbalance en la fuerza de radiación lo que permite que el movimiento disminuya y los átomos alcancen un estado estacionario. Una vez que pasa eso, las fuerzas están balanceadas y los átomos permanecen “quietos” [10].

Así, usando el principio de superposición la fuerza total ejercida por los campos de radiación contrapropagantes sobre los átomos que se mueven en  $\pm z$  es:

$$F_{melaza} = F_{disp}(\delta - kv) + F_{disp}(\delta + kv) \quad (3.5)$$

Por otro lado, los átomos se van frenando,  $|v|$  se vuelve más pequeño. Realizando una aproximación en serie de Taylor, la fuerza neta en el límite  $|kv| \ll \delta$  y  $|kv| \ll \Gamma$  es:

$$F_{melaza} \approx F_{disp}(\omega - \omega_0) - kv \frac{\partial F}{\partial \omega} - (F_{disp}(\omega - \omega_0) + kv \frac{\partial F}{\partial \omega}) \approx -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv \quad (3.6)$$

Derivando la ecuación 3.4 tenemos:

$$F_{melaza} \approx \frac{8\hbar k^2 \delta}{\Gamma} \frac{I/I_{sat}}{(1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2)^2} v \quad (3.7)$$

Si hacemos:

$$\alpha = -\frac{8\hbar k^2 \delta}{\Gamma} \frac{I/I_{sat}}{(1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2)^2} \quad (3.8)$$

La fuerza tiene la forma:

$$F = -\alpha v \quad (3.9)$$

Lo que nos indica que la luz ejerce una fuerza sobre el átomo similar a la que ejerce un fluido sobre una partícula, esto es la base de la técnica de melaza óptica. Tomado a los haces desintonizados hacia el rojo  $\delta < 0$  y  $\alpha > 0$  en concordancia con lo requerido para amortiguar el movimiento. Es importante destacar que a pesar de que la ecuación 3.9 depende únicamente de la velocidad, cuando esta disminuya considerablemente la fuerza tiende a cero pero el átomo no se detiene en su totalidad.

El límite de temperatura se alcanza cuando el efecto de enfriamiento (debido a la fuerza de amortiguamiento) y el efecto de calentamiento (asociado con fluctuaciones en los procesos de absorción y emisión de fotones) se encuentran balanceados. La tasa de enfriamiento está dada por [30]:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Enfriamiento} = Fv = -\alpha v^2$$

Mientras que la tasa de calentamiento es:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Calentamiento} = \frac{1}{2} \frac{d(m \langle v^2 \rangle)}{dt} = \frac{1}{2m} \frac{d \langle p^2 \rangle}{dt}$$

con  $p$  momento lineal del sistema.

Igualando ambas tasas tenemos:

$$-\alpha v^2 + \frac{1}{2m} \frac{d \langle p^2 \rangle}{dt} = 0$$

La energía cinética está relacionada con la temperatura por el principio de equipartición de energía:

$$E = \frac{1}{2} k_B T$$

En un gas de átomos que no interaccionan entre sí, el único grado de libertad es su velocidad, para cada componente tenemos:

$$\frac{1}{2} m v_i^2 = \frac{1}{2} k_B T$$

Despejando  $v$  y sustituyendo encontramos que:

$$T = \frac{1}{2m\alpha k_B} \frac{d \langle p^2 \rangle}{dt}$$

Para calcular tanto la tasa de calentamiento como la temperatura, primero debemos calcular el cambio de  $\langle p^2 \rangle$  con respecto al tiempo. Si bien, la fuerza de amortiguamiento reduce el movimiento dando una velocidad promedio de cero, el promedio de la velocidad al cuadrado no lo es. En cada proceso de absorción-emisión, el átomo absorbe y emite fotones con momento  $\hbar k$  lo que ocasiona que cambie su velocidad al experimentar un retroceso en alguna dirección arbitraria (la velocidad del átomo pasa ser la velocidad de retroceso). Después de un tiempo  $t$  el átomo dispersará un valor promedio de fotones  $N = R_{disp} t$ , este proceso de dispersión es aleatorio por lo que el momento transferido al átomo tiene una varianza que presenta la misma estadística de la fuente de luz, es decir, sigue una estadística Poissoniana [31]. Es así como:

$$\langle p^2 \rangle = 2N(\hbar k)^2$$

Tomando en cuenta la interacción del átomo con dos haces  $N = 2R_{disp}t$  y

$$\frac{d \langle p^2 \rangle}{dt} = 4\hbar^2 k^2 R_{disp}$$

Por lo tanto

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Calentamiento} = \frac{2\hbar^2 k^2 R_{disp}}{m}$$

Sustituyendo  $R_{disp}$

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{Calentamiento} = \frac{\hbar^2 k^2 \Gamma}{m} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (3.10)$$

Así:

$$T = -\frac{\hbar\Gamma^2}{8k_B\delta} (1 + I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2) \quad (3.11)$$

Como la técnica de enfriamiento Doppler es válida para intensidades por debajo de la saturación donde la fuerza de cada haz actúa de forma independiente tenemos  $I/I_{sat} \ll 1$ . Llegando a una temperatura mínima en  $\delta = -\Gamma/2$  de la forma:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} = \frac{\hbar}{2k_B\tau} \quad (3.12)$$

Que se conoce como límite de enfriamiento Doppler y para el átomo de rubidio corresponde a una temperatura de aproximadamente  $146 \mu\text{K}$  [13, 14].

### 3.3. Trampa magneto-óptica: Funcionamiento, Propiedades y Caracterización.

En un vapor atómico los átomos se mueven en todas las direcciones posibles por lo cual, para poder frenarlos se requiere aplicar una melaza óptica con haces ortogonales de la misma frecuencia y contrapropagantes en los tres grados de libertad de los átomos. La trampa magneto-óptica hace uso del efecto Doppler para lograr que los campos de radiación (desintonizados al rojo) entren en resonancia con los átomos que se mueven en la dirección opuesta a la propagación del campo. En conjunto con un gradiente de campo magnético que depende de la posición se tiene un sistema armónico que permite atrapar y formar una nube de millones de átomos.

### 3.3. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA: FUNCIONAMIENTO, PROPIEDADES Y CARACTERIZACIÓN

La trampa magneto óptica representada en la Figura 3.3, consiste en un arreglo de seis haces contrapropagantes en direcciones perpendiculares. El campo magnético es un campo cuadrupolar generado por dos bobinas con flujo de corriente en direcciones opuestas, es decir, son bobinas en configuración anti-Helmholtz.

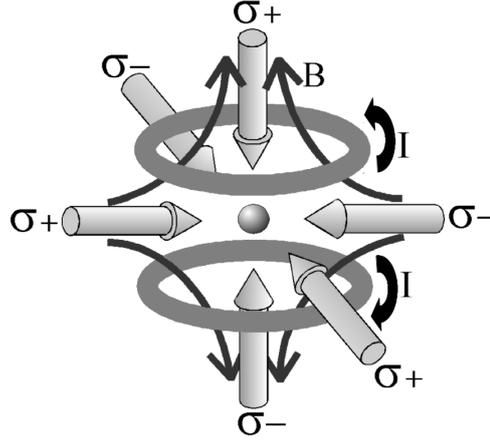


Figura 3.3: Diagrama general de una trampa magneto óptica (MOT) en 3 dimensiones. Tres pares de haces contrapropagantes, circularmente polarizados y desintonizados con respecto a la frecuencia de resonancia atómica en conjunto con un gradiente de campo magnético generado por un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz son los elementos principales en el funcionamiento de la trampa.

Los tres pares de haces ortogonales, desintonizados con respecto a la frecuencia de resonancia atómica, contrapropagantes y con polarización circular producen el efecto de melaza óptica en todas las direcciones posibles  $(x, y, z)$ . Mientras que el campo magnético genera un potencial lineal para los estados  $M_F$ , consideremos el eje de simetría de las bobinas como el eje  $z$  con el origen en el centro de la trampa. De las ecuaciones de Maxwell sabemos que  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}$ , entonces para la geometría antes mencionada tenemos:

$$\hat{x} \frac{d\vec{B}}{dx} = \hat{y} \frac{d\vec{B}}{dy} = -\frac{1}{2} \hat{z} \frac{d\vec{B}}{dz}$$

Para esta situación, el campo magnético en el centro de la trampa tiene la forma [32, 31]:

$$\vec{B}(x, y, z) = B' [x\hat{x} + y\hat{y} - 2z\hat{z}]$$

donde  $B'$  es el campo gradiente y es constante.

La magnitud del campo es:

$$B = B'(x^2 + y^2 + 4z^2)^{1/2} \quad (3.13)$$

Notemos que en el punto donde se intersectan los haces  $B = 0$ . Cerca del cero de campo magnético se tiene un campo gradiente uniforme que desdobla los niveles atómicos de energía por efecto Zeeman. Para un campo en la dirección  $\hat{z}$  dado por la expresión 3.13 tenemos:

$$\Delta E = \mu_B g_F M_F \frac{\partial B_z}{\partial z} z$$

El efecto Zeeman para las transiciones atómicas en el esquema más simple mostrado en la Figura 3.4 es:  $F = 0 \rightarrow F' = 1$  causa que la energía de los subniveles  $M_F = 0, \pm 1$  varíe linealmente con la posición del átomo. Particularmente para haces con polarización  $\sigma^+$  y  $\sigma^-$  desintonizados por debajo de la transición atómica, el estado  $M_F' = 1$  se desdobla hacia arriba por  $B > 0$  mientras que  $M_F' = -1$  se desdobla hacia abajo por  $B < 0$ .

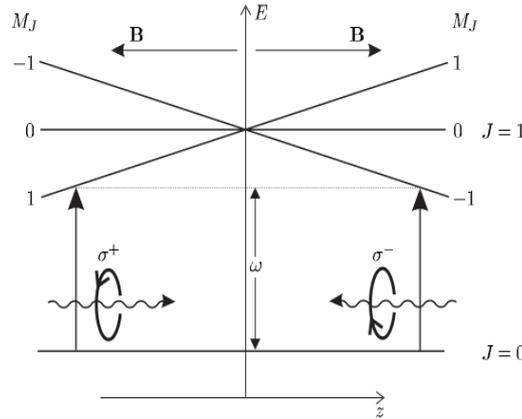


Figura 3.4: Efecto Zeeman producido por el campo magnético sobre los átomos dentro de la MOT para una transición de  $J = 0$  a  $J = 1$ . La separación de los niveles de energía depende de la posición del átomo. Cuando dos haces circularmente polarizados interactúan con el átomo se presenta una fuerza dependiente de la posición que dirige o "empuja" al átomo al centro de la trampa. Figura tomada de [10].

Para un átomo en una posición  $z > 0$  el campo magnético sintoniza la transición  $\Delta M_F = -1$  más cerca de resonancia. Si elegimos la polarización del haz incidente como  $\sigma^-$  y  $\sigma^+$  para el haz de la izquierda, más átomos

### 3.3. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA: FUNCIONAMIENTO, PROPIEDADES Y CARACTERIZACIÓN

entrarán en resonancia con la luz  $\sigma^-$  que con la luz  $\sigma^+$ . Por consiguiente los átomos serán llevados al centro de la trampa donde  $B = 0$ , es decir, el campo magnético cuadrupolar ocasiona un desbalance en las fuerzas de radiación que experimenta el átomo produciendo una fuerza de restitución [10]. Por otro lado, para un átomo en una posición  $z < 0$  la transición  $\Delta M_F = 1$  se encuentra más cerca de resonancia ocasionando que más átomos se acoplen con el campo de polarización  $\sigma^+$  y sean dirigidos hacia el centro de la trampa. En este ejemplo unidimensional  $z > 0$  es la dirección del campo magnético, no obstante en  $z < 0$  el campo apunta en la dirección opuesta por lo que en esta región el estado  $M_F = -1$  se encuentra por encima del estado  $M_F = 1$ .

De esta manera, para la transición  $F = 0 \rightarrow F' = 1$  la ecuación 1.33 toma la forma:

$$\Delta E = g_{F'} M_{F'} \mu_B \frac{\partial B_z}{\partial z} z$$

En términos de frecuencia:

$$\Delta \omega = g_{F'} M_{F'} \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B_z}{\partial z} z = M_{F'} \beta z$$

con  $\beta = g_{F'} \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\partial B_z}{\partial z}$

Incorporando el corrimiento causado por el efecto Zeeman a las ecuaciones 3.4 y 3.5 tenemos<sup>2</sup>

$$\begin{aligned} F_{MOT} &= F_{disp}^{\sigma^+}(\omega - \omega_0 - kv_z - \beta z) - F_{disp}^{\sigma^-}(\omega - \omega_0 + kv_z + \beta z) \\ &= \frac{\hbar k_{\pm} \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\Delta_{\pm}^2/\Gamma^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

con  $\Delta_{\pm} = (\omega \pm kv_z) - (\omega_0 \mp \beta z)$

Realizando una aproximación en serie de Taylor y usando que la fuerza depende de la desintonía  $\frac{\partial F}{\partial \omega_0} = -\frac{\partial F}{\partial \omega}$  [10]:

$$\begin{aligned} F_{MOT} &\approx -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv + 2 \frac{\partial F}{\partial \omega_0} \beta z \\ &= -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} (kv + \beta z) = -\alpha v - \frac{\alpha \beta}{k} z \end{aligned} \quad (3.15)$$

De la ecuación 3.15 podemos notar que el efecto Zeeman produce una fuerza de restitución con una constante de resorte  $K = \frac{\alpha \beta}{k}$ . Mientras que la

---

<sup>2</sup>Este resultado se extiende a las 3 dimensiones.

melaza óptica produce una fuerza de fricción que frena al movimiento con  $\alpha = 2k \frac{\partial F}{\partial \omega}$  y un coeficiente de amortiguamiento  $\Gamma_{MOT} = \alpha/m$ . Los átomos que entran en la región de intersección de los haces son frenados y la fuerza dependiente de la posición los dirige al centro de la trampa.

De esta forma, la dinámica de la MOT se modela con la ecuación del oscilador armónico amortiguado:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + \alpha \frac{dz}{dt} + \frac{\alpha \beta}{k} z = 0 \quad (3.16)$$

$$\text{con } \omega_{MOT} = \sqrt{\frac{\alpha \beta}{m}}.$$

Para gradientes de campo magnético  $\approx 10$  G/cm la frecuencia de oscilación es de pocos kHz y es mucho más pequeña que el coeficiente de amortiguamiento que es de unos cientos de MHz.

Entonces el movimiento es sobre amortiguado con un tiempo de restitución de  $2\Gamma_{MOT}/\omega_{MOT}^2 \approx$  ms. En la trampa  $\beta$  y  $K$  son proporcionales por lo que haciendo uso del teorema de equipartición de energía podemos deducir el tamaño de la nube atómica (en estado estacionario):

$$\frac{1}{2} k_B T = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{\alpha \beta}{k} z^2 \quad (3.17)$$

Para una temperatura en el límite Doppler el tamaño de la MOT es del orden de mm [32]. En particular para una nube de átomos de rubidio con un gradiente de campo magnético  $\approx 10$  G/cm, una intensidad  $I \approx 30 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$  y una desintonía  $\delta \approx -15$  MHz obtenemos un tamaño  $z \approx 0.24$  mm.

### 3.3.1. Número de átomos y tiempo de vida.

La cantidad de átomos atrapados dentro de la MOT se encuentra en constante cambio como consecuencia de los diferentes procesos físicos que tienen cabida en el interior de la trampa: el número de átomos atrapados vía enfriamiento láser; las pérdidas producidas por colisiones con átomos de fondo; así como las colisiones entre mismos átomos atrapados. Dichos procesos gobiernan la dinámica de la MOT, la cual puede ser modelada mediante la siguiente aproximación [33, 34]:

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N(t) - \beta \bar{n} N(t) \quad (3.18)$$

con  $N$  número de átomos atrapados;  $R$  tasa de atrapamiento (o de carga) de átomos por enfriamiento láser;  $\gamma = \frac{1}{\tau'}$  tasa de pérdida debida a colisiones de

### 3.3. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA: FUNCIONAMIENTO, PROPIEDADES Y CARACTERIZACIÓN

átomos atrapados con átomos de fondo y  $\tau'$  el tiempo de vida de la MOT;  $\beta$  tasa de pérdida debida a colisiones inelásticas dentro de la trampa y  $\bar{n} = \frac{1}{N} \int n^2(\vec{r}) d^3r$  la densidad media de átomos atrapados.

Para poder resolver la ecuación diferencial es necesario conocer la variación de  $\bar{n}$  con respecto a  $N$ . Una forma de conocer esa dependencia es mediante dos aproximaciones que toman en cuenta dos regímenes de la trampa magneto-óptica en estado estacionario. El primero de ellos considera que para  $N$  pequeña ( $N \leq 10^{14}$  átomos) se tiene  $\bar{n} \approx \frac{N(t)}{V}$  con  $V$  un volumen fijo para la trampa. En el segundo régimen, para  $N$  grande ( $N > 10^4$ )  $\bar{n}$  es aproximadamente constante con  $V \propto N$  [35]. Utilizando el primer régimen, la ecuación diferencial tiene por solución:

$$N = \frac{R}{\gamma + \beta\bar{n}} (1 - \exp(-(\gamma + \beta\bar{n})t)) \quad (3.19)$$

Por otro lado, los valores hallados en la literatura [33, 36] muestran que  $\beta \approx 0$  de tal forma que este término puede ser despreciado. Aunado al hecho de que la densidad de átomos no es tan grande el término  $\beta\bar{n}$  no tiene contribución significativa. Así, la ecuación 3.18 y su solución toman la forma:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= R - \frac{N}{\tau'} \\ N(0) &= 0 \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$N(t) = N_0(1 - \exp(-t/\tau')) \quad (3.21)$$

con  $N_0 = R\tau'$  es el número de átomos en estado estacionario y  $\tau'$  el tiempo que le toma a la MOT alcanzar el estado estacionario, es decir, el tiempo de carga  $1/\gamma$ .

#### 3.3.2. Velocidad de captura.

Las velocidades de los átomos dentro de la trampa son modeladas por medio de la distribución de Maxwell-Boltzmann, en el caso de velocidades pequeñas los átomos son frenados prácticamente de forma inmediata en la región de la MOT. Por lo anterior podemos definir a la velocidad de captura  $v_c$  como la velocidad de entrada de un átomo en la región de la MOT para la cual es completamente frenado cuando llega al centro de la trampa. Los átomos que presentan altas velocidades serán capturados si llegan a ser completamente frenados antes de que abandonen la región de enfriamiento.

Consideremos a un átomo con energía cinética  $\frac{1}{2}mv_c^2$  que entra en la región de la MOT definida por los haces de luz de diámetro  $D$ . En esta región, el átomo experimenta una fuerza máxima de enfriamiento  $F_{max} = \frac{\hbar k \Gamma}{2}$ , la cual realiza un trabajo de  $\frac{\hbar k \Gamma}{2}D$ . Por conservación de energía tenemos:

$$\frac{1}{2}mv_c^2 = \frac{\hbar k \Gamma}{2}D = F_{max}D$$

De donde podemos estimar una velocidad de captura de:

$$v_c = \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma}{m}D}$$

Recordando que  $R$  de la ecuación 3.18 es la tasa de atrapamiento de átomos vía enfriamiento Doppler, podemos relacionarla con la velocidad de captura y con el volúmen de la región de la MOT mediante la siguiente ecuación [35, 3]:

$$R = \frac{n_v V^{2/3} v_c^4}{2u^3}$$

donde  $n_v$  es la densidad atómica de fondo y  $u$  la velocidad más probable para los átomos en un vapor con temperatura  $T$  y  $m$  la masa del átomo.

Por otro lado,  $\gamma = 1/\tau'$  debería estar relacionada con la densidad atómica de fondo ( $n_v$ ), la velocidad de los átomos no atrapados ( $v_{rms}$ ) y la sección transversal ( $\sigma$ ) en donde tienen lugar las colisiones entre átomos fríos y calientes. Con base en esto:

$$\gamma = \frac{1}{\tau'} = n_v \sigma v_{rms}$$

Notemos que tanto  $R$  como  $\gamma$  son directamente proporcionales a la densidad atómica de fondo. Realizando un análisis cuantitativo podemos inferir que  $n_v$  debe estar directamente relacionado con la presión  $P$  del gas de átomos en la MOT; con el gradiente de campo magnético ya que este contribuye a la fuerza de atrapamiento con una fuerza dependiente de la posición; así mismo también debe estar relacionada con la temperatura  $T$  del gas atómico de fondo. Lo que nos permite suponer [35]:

$$n_v \propto \frac{dB}{dz} \frac{P}{k_B T}$$

Por lo tanto, el tiempo de carga de la MOT es:

### 3.3. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA: FUNCIONAMIENTO, PROPIEDADES Y CARACTERIZACIÓN

$$\tau' = \frac{1}{n_v \sigma v_{rms}} \propto \frac{1}{\frac{dB}{dz} P \sigma} \sqrt{\frac{mk_B T}{3}} \quad (3.22)$$

En el caso de una nube de átomos fríos de rubidio, con los valores usuales de [35]: gradiente de campo magnético  $\approx 10 \frac{\text{G}}{\text{cm}}$ ; presión  $\approx 1 \times 10^{-9}$  Torr; temperatura de fondo 300 K y una sección transversal  $\sigma \approx 2.5 \times 10^{-17} \text{ m}^2$ , se obtiene un tiempo de carga  $\tau' \approx 4.2$  s. La sección transversal  $\sigma$  fue encontrada en [37].

#### 3.3.3. Radio de la nube.

En el régimen de baja temperatura la distribución espacial atómica es semejante a una Gaussiana y puede ser caracterizada por un radio  $r_x, r_y, r_z$  y por una temperatura  $T$  [38]. Aplicando de nuevo el teorema de equipartición de energía tenemos:

$$\frac{1}{2} K_i r_i^2 = \frac{1}{2} k_B T$$

Así mismo, sabemos que el gradiente de campo magnético en la dirección  $z$  es el doble que en las direcciones  $x$  e  $y$ . Dado que la constante del resorte  $K$  es proporcional al gradiente de campo magnético y debido a la anisotropía de la MOT<sup>3</sup> tenemos que  $K = K_z = 2K_x = 2K_y$ . Esto significa que  $r \equiv r_z = r_x/\sqrt{2} = r_y/\sqrt{2}$ .

Por lo tanto

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} K r^2 &= \frac{1}{2} k_B T \\ r &= \sqrt{\frac{k_B T}{K}} \end{aligned}$$

Sustituyendo  $K = \frac{\alpha\beta}{k}$ :

$$r = \sqrt{\frac{\hbar k k_B T}{\alpha \mu_B g_{F'}} \left( \frac{dB}{dz} \right)^{-1/2}} \quad (3.23)$$

Es importante mencionar que la ecuación 3.23 nos brinda una expresión más acertada para estimar el radio de la nube atómica, ya que estamos extendiendo el resultado de la ecuación 3.17 mediante una descripción más formal

---

<sup>3</sup>La fuerza restauradora en la dirección  $z$  es el doble que la fuerza en las direcciones  $x, y$

al tomar en cuenta la anisotropía de la MOT a causa de la geometría del sistema.

### 3.3.4. Sistema de imagen.

La caracterización de la nube de átomos fríos consiste principalmente en la medición de tres parámetros: el número de átomos atrapados, el tamaño de la nube y su temperatura. El número de átomos puede ser obtenido a través de la luz emitida o absorbida por los átomos cuando son excitados por un haz de luz. Se puede conocer el tamaño de la nube mediante la toma y análisis de una serie de fotografías registradas por medio de una cámara CCD. La temperatura de la nube usualmente es obtenida haciendo uso de la técnica de tiempo de vuelo (TOF por sus siglas en inglés), la cual consiste en "formar" y "destruir" la nube de átomos encendiendo y apagando todas las fuentes de luz que llegan a la trampa, lo anterior en conjunto con una obturación del campo magnético deja en caída y expansión térmica a la nube de átomos fríos.

### Tiempo de vuelo: TOF.

El experimento de TOF radica en enviar un haz (haz de imagen/prueba), de la misma longitud de onda y sintonizado a la misma transición atómica que el haz de enfriamiento, hacia la nube de átomos fríos. Una vez que el haz de enfriamiento es obturado, la nube se expande balísticamente y cae por influencia de la gravedad. Simultáneamente a lo largo de este proceso se toma una fotografía para cada tiempo de caída distinto, de esta serie de imágenes se extraen las dimensiones de la nube y se grafican con respecto al tiempo para poder obtener el valor de la temperatura. Conforme el haz de prueba interactúa con los átomos, estos absorben y emiten radiación permitiendo monitorear la señal de TOF a través del cambio en la intensidad del haz de prueba o de la fluorescencia de los átomos.

La técnica de TOF es muy accesible y fácil de aplicar en la medición de la temperatura, sin embargo existen otras técnicas no destructivas de medición que son más elaboradas tal y como se menciona en [39].

Como se ha mencionado, en un gas las velocidades de los átomos se comportan de acuerdo con la distribución de Maxwell-Boltzmann y asumiendo que la distribución de densidad atómica es una Gaussiana tenemos que la distribución de probabilidad de encontrar a un átomo con coordenadas  $(\vec{r}_0, \vec{v}_0)$  en un elemento de volumen es [39]:

### 3.3. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA: FUNCIONAMIENTO, PROPIEDADES Y CARACTERIZACIÓN

$$G(\vec{r}_0, \vec{v}_0) = \prod_{i \in [x, y, z]} g(x_{i0}, \sigma_0) f(v_{i0}, \sigma_v) \quad (3.24)$$

con  $g(x_i, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-x_i^2/2\sigma^2)$  y  $f(v_{i0}, \sigma_v)$  la distribución de velocidades.

Del teorema de equipartición de energía:  $\sigma_v$  se relaciona con la temperatura  $T$  de la siguiente forma:

$$T = \frac{m}{3k_B} \sigma_v^2 \quad (3.25)$$

donde  $\sigma_v^2 = \sigma_{vx}^2 + \sigma_{vy}^2 + \sigma_{vz}^2$

Si queremos encontrar la distribución de probabilidad de encontrar un átomo en una posición  $(x, y, z)$  al tiempo  $t$ , es necesario integrar la ecuación 3.24 sobre las posiciones iniciales  $x_0, y_0, z_0$  con velocidades  $v_{x0} = \frac{x - x_0}{t} - \frac{1}{2}gt$ ,  $v_{y0} = \frac{y - y_0}{t}$ ,  $v_{z0} = \frac{z - z_0}{t}$  respectivamente <sup>4</sup>. No obstante cada dimensión tiene su propia integral por lo que sin pérdida de generalidad podemos usar solamente una. Tomando a la dirección  $x$  tenemos para un tiempo  $t$ :

$$G(x) = \int g(x_0, \sigma_0) f\left(\frac{x - x_0}{t} - \frac{1}{2}gt, \sigma_{xt}\right) dx_0 \quad (3.26)$$

Con el radio de la nube dado por:

$$\sigma_{xt} = \sqrt{\sigma_{x0}^2 + \sigma_{xv}^2 t^2} \quad (3.27)$$

Aplicando este análisis para las tres dimensiones, de 3.25 y considerando  $\sigma_{vx}^2 = \sigma_{vy}^2$  se obtiene una temperatura única para la nube de átomos fríos:

$$T = \frac{m}{k_B} \left[ \frac{1}{3} \sigma_{vz}^2 + \frac{2}{3} \sigma_{vx}^2 \right] \quad (3.28)$$

Del análisis de la serie de imágenes de absorción durante la caída de la nube se pueden conocer los cuadrados de las velocidades medias. La duración típica de un experimento de TOF es del orden de decenas de milisegundos, por lo que se requiere una obturación de los haces de enfriamiento y del campo magnético en periodos de tiempo menores a 1 ms, es decir, en el rango de los  $\mu s$  [40].

---

<sup>4</sup>Dado que la nube cae por acción de la gravedad se consideró arbitrariamente a la misma en la dirección  $x$ . Sin embargo el tratamiento es válido para cualquier eje en el que se tome a la gravedad.

## Imagen por fluorescencia y absorción.

Con el objetivo de medir las propiedades de la MOT se puede hacer uso de dos técnicas distintas para la toma de imágenes: absorción y fluorescencia. En ambas, las imágenes son obtenidas colocando una cámara sensible a luz infraroja cerca de la nube de átomos fríos. En esta región se lleva a cabo la toma de tres imágenes: con átomos, sin átomos atrapados y en ausencia total de luz.

### Fluorescencia.

Para la imagen por fluorescencia se enfoca una cámara CCD en la región central de la MOT y se captura la luz emitida por los átomos a través de la cámara durante el proceso de formación de la nube. La Figura 3.5 describe el proceso experimental.

La cámara mide la fluorescencia de los átomos mediante la toma de una serie de varias imágenes con los haces (enfriamiento/rebombeo) y el campo magnético presentes en la trampa, de tal forma que se registre el proceso completo de la formación de la nube. La secuencia de fotografías se toma durante un intervalo de tiempo determinado con base en las especificaciones propias de la cámara [1]. Posteriormente se toma una imagen con los haces y el campo magnético totalmente bloqueados con el objetivo de tener un registro de la luz de fondo. El análisis de estas imágenes nos permite conocer el número de átomos atrapados en la MOT a través de la fluorescencia. Así, se puede graficar la fluorescencia con respecto del tiempo, es decir, se obtiene experimentalmente la curva de llenado de la MOT descrita en la teoría 3.21 y, en consecuencia el tiempo de carga de la nube atómica.

### 3.3. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA: FUNCIONAMIENTO, PROPIEDADES Y CARACTERIZACIÓN

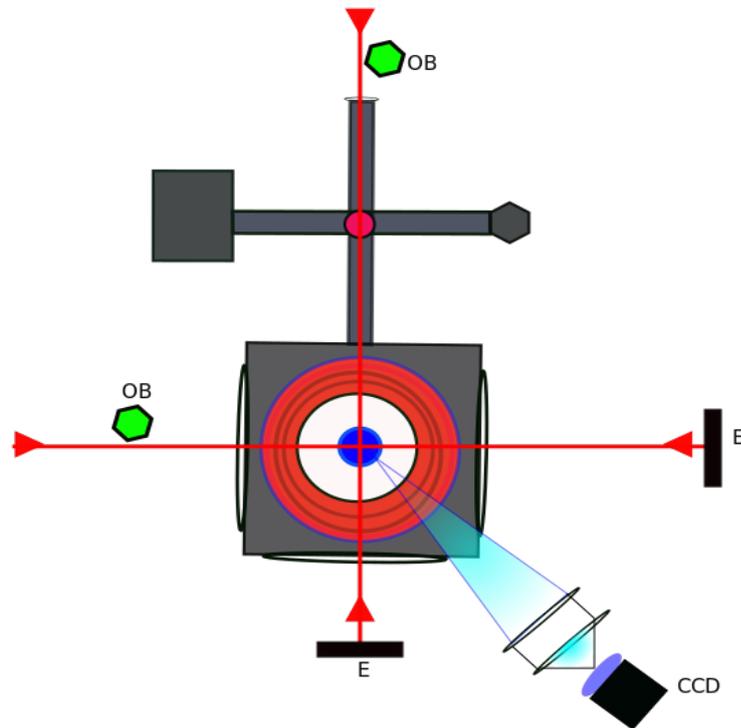


Figura 3.5: Diagrama experimental para la toma de imágenes por fluorescencia. Una cámara CCD se enfoca hacia el centro de la MOT y captura la fluorescencia emitida por los átomos durante el proceso de formación de la nube. Los elementos en verde representan a los obturadores (OB) utilizados con el objetivo de bloquear cualquier fuente de luz que llegue a la cámara para la toma de la imagen que registra la luz de fondo. Los elementos en negro (E) representan espejos.

#### Absorción.

Para la imagen de absorción un haz de prueba/imagen de la misma frecuencia que el haz de enfriamiento (rebombeo) y de diámetro mayor<sup>5</sup> es enviado hacia la nube de átomos fríos. El haz es absorbido por los átomos, la luz absorbida genera una sombra que es proyectada sobre la cámara CCD. La Figura 3.6 muestra el esquema experimental.

Al igual que en el caso de fluorescencia, la cámara toma una serie de imágenes: la imagen de sombra se toma cuando el haz de prueba está interactuando con la nube atómica; para la imagen de prueba se obtura el campo

<sup>5</sup>Con el objetivo de que la nube atómica quede contenida en el área del haz de imagen y, por consiguiente, se tenga una mejor área de interacción.

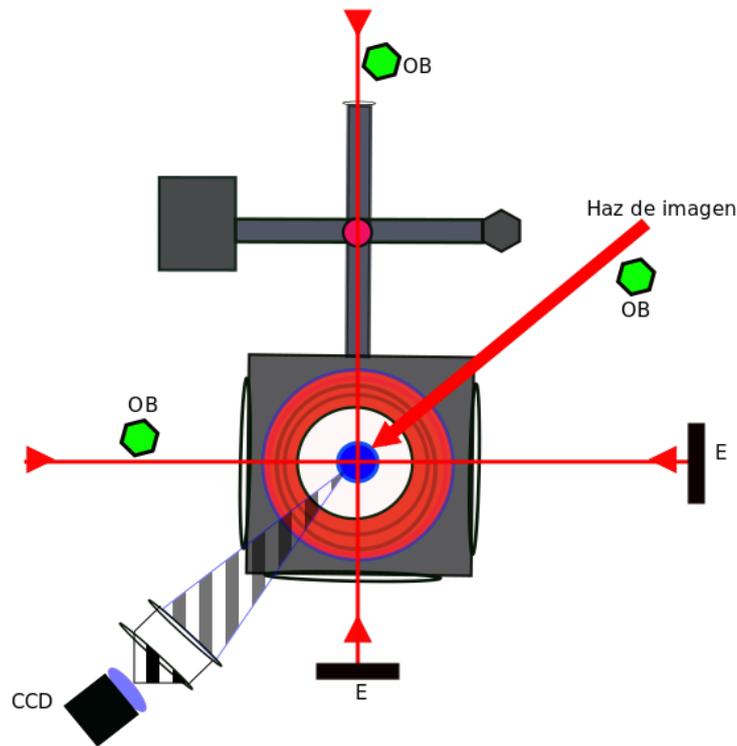


Figura 3.6: Diagrama experimental para la toma de imágenes por absorción. La nube de átomos fríos interactúa con el haz de prueba. Cuando el haz es absorbido por los átomos, la luz absorbida genera una sombra, cuya imagen es registrada en una cámara CCD. Posteriormente, los haces que forman la nube son bloqueados con un conjunto de obturadores (OB) dando lugar a la toma de la imagen del haz de prueba. Finalmente todas las fuentes de luz son bloqueadas con los obturadores (OB) y se registra la imagen de oscuridad. Los elementos en negro (E) denotan espejos.

magnético así como los haces que forman la nube y se registra una fotografía solamente del haz de prueba; la última fotografía es la imagen de oscuridad que captura la señal en ausencia de la nube y de cualquier haz de luz. Del análisis de las tres imágenes se obtiene la imagen de densidad óptica con la cual se puede conocer el número de átomos atrapados, las dimensiones espaciales, la densidad atómica y con la técnica de TOF la temperatura de la nube.

La sincronización, calibración de la cámara así como la toma y análisis de las imágenes de absorción y fluorescencia se llevará a cabo con ayuda de un programa de LabVIEW previamente desarrollado en el laboratorio y

### 3.3. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA: FUNCIONAMIENTO, PROPIEDADES Y CARACTERIZACION

explicado a detalle en [1].



## Capítulo 4

# Montaje experimental: Avances.

El presente capítulo describe los avances obtenidos para la puesta en funcionamiento de cada una de las partes que conforman el sistema experimental de la trampa magneto-óptica (MOT) del Laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM. Comenzando con una descripción de los elementos de la trampa, los cuales son la cámara de vacío, la bomba de vacío, el dispensador de átomos (*getter*), así como la generación de campo magnético. La siguiente sección se enfoca en la implementación, características y funcionamiento del láser de enfriamiento, el láser maestro y el amplificador óptico MOA, así mismo se abordan las características principales y funcionamiento del láser de rebombeo. El capítulo continúa con la descripción del proceso experimental de anclado de láseres: la puesta en marcha de la espectroscopia de polarización requerida para el anclado del láser de enfriamiento, así como la espectroscopia simple utilizada en el láser de rebombeo. De igual manera se describe el experimento de batimiento entre ambos láseres necesario para el anclado del láser de rebombeo por medio de la técnica de *frequency offset locking*. El capítulo culmina con una breve descripción del proceso de generación y detección óptica de los estados de Rydberg.

## 4.1. Sistema de vacío y dispensador de átomos.

### Cámara de vacío.

La Figura 4.1 muestra el diseño experimental de la trampa magneto-óptica. La MOT consta de una cámara de vacío que consiste en un cubo de acero con seis bridas Conflat de  $2\frac{3}{4}$  in de diámetro. Cinco de estas caras tienen ventanas de vidrio aq-transparente *pyrex* (conocido por su baja expansión térmica [41]) de  $2\frac{3}{4}$  in de diámetro ( $\approx 7$  cm), la sexta cara se conecta con un brida reducida de  $1\frac{1}{3}$  in de diámetro ( $\approx 3$  cm). Dicha brida reducida forma parte una cruz de cinco brazos, los cuales hacen conexión con la bomba iónica de vacío; su válvula; el dispensador de rubidio y por último, con una ventana *pyrex* del mismo diámetro que la brida reducida [1]. Finalmente, dos de las seis bridas que conforman la estructura de la cámara sostienen a las bobinas en configuración anti-Helmholtz necesarias para la generación de campo magnético.

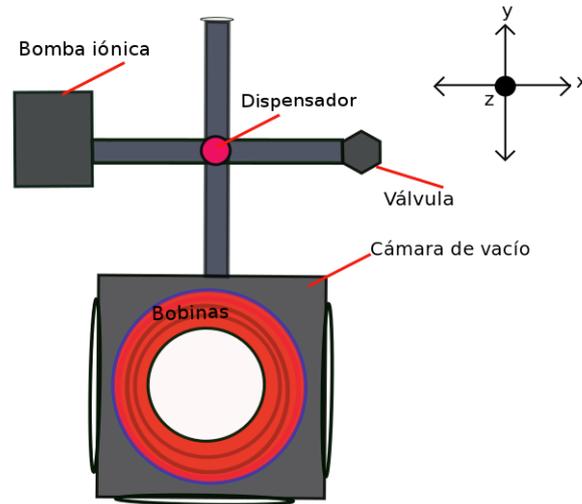


Figura 4.1: Esquema experimental de la trampa magneto óptica. La cámara de vacío es el lugar donde inciden los haces y tiene lugar el atrapamiento de átomos. Las bobinas generan el campo magnético que termina de confinar a los átomos en la región central de la cámara. La bomba iónica se encarga de mantener en un valor constante la presión en el interior de la cámara de vacío. El dispensador de átomos libera vapor de rubidio al interior de la cámara.

## Bomba iónica de vacío.

Actualmente la cámara de vacío se encuentra a una presión de  $1.3 \times 10^{-9}$  Torr, es mantenida a esa presión con ayuda de una bomba iónica de vacío (*Perkin Elmer*) cuya velocidad de bombeo es de 8 L/s [42], y es operada mediante un controlador *Digitel Small Pump Controller*. El funcionamiento de una bomba iónica se basa en la ionización de Penning, este tipo de bombas iónicas consisten en un arreglo de ánodos situados entre dos cátodos planos. El arreglo completo está inmerso en un campo magnético axial (1 – 2 kG) cuya función es capturar a los electrones en trayectorias restringidas. Cuando una diferencia de potencial es aplicada entre los cátodos y la estructura de ánodos, los electrones libres que viajan a través del ánodo son atrapados por el campo magnético. Sin embargo, eventualmente los electrones se impacarán con alguna molécula (oxígeno) generando un ion de carga positiva, el cual viajará hacia los cátodos (usualmente hechos de titanio). Una vez que el ion positivo impacte a los cátodos ocurrirá una reacción química donde la molécula original se combinará con el material del cátodo, este compuesto químico se adherirá a las paredes del ánodo, es decir, el ánodo actuará como

un “recolector” de la molécula a capturar. Dado que las bombas iónicas de vacío producen campos magnéticos muy intensos, para que estos no afecten el funcionamiento de la MOT, la bomba se encuentra aislada magnéticamente con láminas de metal Mu [43], [44].

### Dispensador de átomos (*getter*).

Como se muestra en la Figura 4.1, uno de los brazos de la cámara de vacío cuenta con un dispensador de átomos de rubidio denominado *getter* de la compañía SAES Getters Group [45]. El dispensador consiste en un filamento con recubrimiento de átomos de rubidio (Rb); al circular una corriente eléctrica a través del *getter*, se libera vapor de rubidio atómico al interior de la cámara de vacío; entre más corriente se le suministre al dispositivo más átomos serán liberados y la presión dentro de la cámara aumentará. La corriente total suministrada al *getter* es la suma de las corrientes de dos fuentes de poder (GW modelo GPC-3030D) conectadas en paralelo. Para un buen funcionamiento del mismo y un buen suministro de átomos, la corriente total debe ser de aproximadamente 4 A. Sin embargo, para realizar una caracterización de presión de la cámara contra la corriente en el dispensador es importante no exceder los 6 A [42] [44].

## 4.2. Generación de campo magnético.

La trampa magneto óptica hace uso de dos bobinas en configuración anti-Helmholtz para la generación del gradiente de campo magnético para el confinamiento de los átomos. El gradiente de campo magnético es tal que en el centro de la cámara de vacío el campo vale cero y al alejarse de este punto el campo magnético aumenta linealmente con la posición, es decir, se tiene una región del espacio con un gradiente de campo magnético constante. En la Figura 4.2 se muestra la tendencia y el valor de campo magnético que se alcanza en el centro de cada bobina.

Cada una de las bobinas de nuestra trampa magneto-óptica tiene aproximadamente 166 espiras y un radio aproximado de 7 cm [1]. Para conocer la distancia entre ambas bobinas se llevó a cabo una medición por pixeles a una fotografía de la cámara de vacío mediante el uso del programa de análisis de imágenes *ImageJ*. La calibración espacial que permite realizar el programa consiste en trazar una línea sobre algún elemento de la fotografía cuya longitud espacial sea conocida, en este caso se trazó la línea sobre el diámetro de 7 cm de una de las ventanas de la cámara de vacío. La aplicación marca por

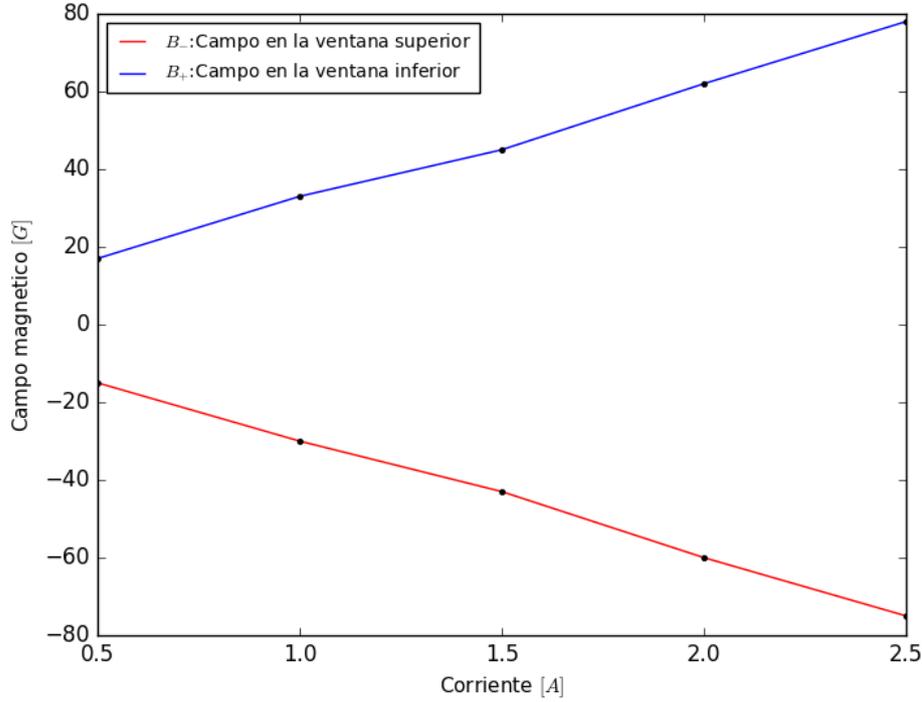


Figura 4.2: Gráfica del campo magnético medido en el centro de la bobina superior e inferior de la cámara de vacío en función de la corriente.

defecto la longitud en pixeles de la línea y aplicando la herramienta “Know Distance” se obtiene un factor de calibración para cualquier otra línea de pixeles cuya distancia no sea conocida. De esta calibración se obtiene una separación entre bobinas de 14 cm<sup>1</sup>. Con la información anterior y de acuerdo con el cálculo para el gradiente de campo magnético mostrado en A se tiene un gradiente en el centro de la trampa en función de la corriente  $I$  (para ambas bobinas) dado por:

$$\nabla B_z = 2.7I \frac{G}{cm * A}.$$

La Figura 4.3 muestra la dependencia lineal del gradiente del campo magnético con respecto a la corriente en las bobinas. Usualmente nuestra MOT funciona con un gradiente de campo magnético entre 10 – 15 G/cm [42, 46].

<sup>1</sup>Valor comparable con la medición reportada en [1, 42].

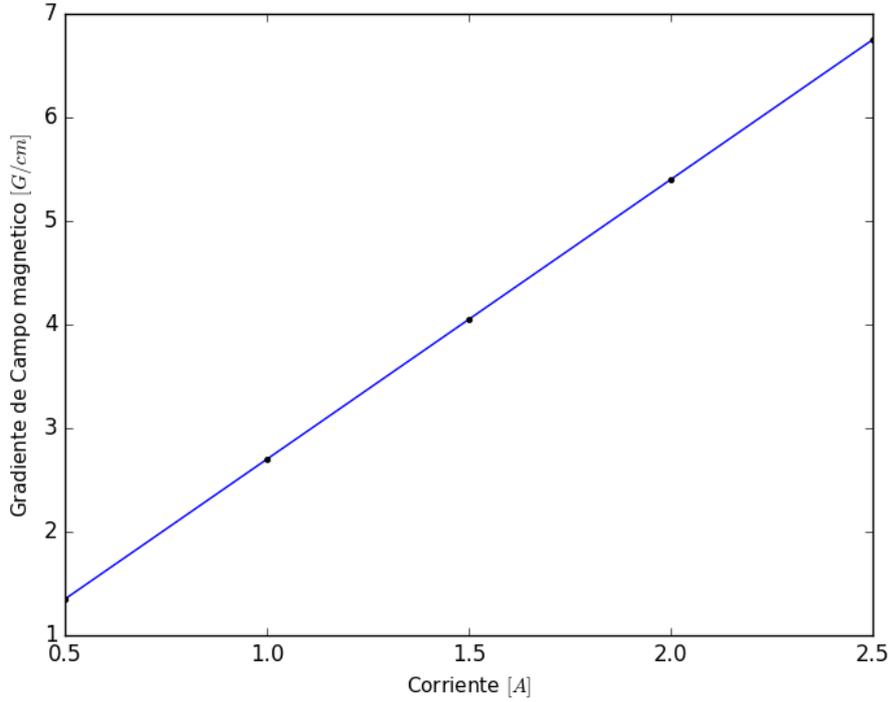


Figura 4.3: Gráfica del comportamiento del gradiente de campo magnético en función de la corriente de las bobinas. Calculado con  $\nabla B_z = 2.7I \frac{G}{cm * A}$ .

Las bobinas de la MOT están conectadas a una fuente de alimentación, en la cual la corriente debe aumentar a una tasa de medio ampere cada 5 minutos hasta un valor entre 4 – 6 A. El aumento en la corriente debe hacerse paulatinamente debido a que si se sube la corriente de la bobina drásticamente las ventanas de la cámara pueden verse dañadas por un aumento rápido en la temperatura de las mismas. Aunque las ventanas son de vidrio *pyrex*, el material puede dañarse con cambios muy bruscos de temperatura [44].

Así mismo, la MOT cuenta con otros tres pares<sup>2</sup> de bobinas en configuración Helmholtz, las cuales se encargan de compensar el campo magnético del ambiente (incluyendo al campo magnético terrestre) a lo largo de los ejes *xyz*. Cada bobina está conectada a una fuente de alimentación y una corriente de aproximadamente 1.5 A funciona para el confinamiento.

<sup>2</sup>Con base en lo reportado en [1]

### 4.3. Láseres.

Las transiciones atómicas pertenecientes a la línea  $D_2$  que son más utilizadas para el enfriamiento de los átomos de rubidio son:  $5S_{1/2} : F \rightarrow 5P_{3/2} : F' = F + 1$  tanto en  $^{87}\text{Rb}$  como en  $^{85}\text{Rb}$ , con una desintonía  $\delta$  hacia el rojo para la compensación del efecto Doppler. Estas excitaciones son generadas por campos de radiación de una longitud de onda de 780.24 nm que son obtenidos por medio de un láser de diodo de cavidad externa (ECDL) denominado *láser de enfriamiento*. Sin embargo como consecuencia de la desintonía hacia el rojo con respecto a la transición atómica, existe la posibilidad de que los átomos sean excitados al estado  $F' = F$  y que decaigan al estado base  $F - 1$  por lo que es necesario utilizar otro láser de 780 nm llamado *láser de rebombeo* que se encarga de llevar a los átomos al nivel  $F' = F$  o al nivel  $F' = F - 1$ , para que el decaimiento a  $F$  se vea favorecido y se mantenga un proceso de absorción-emisión cíclico entre los estados  $F$  y  $F' = F + 1$ .

Además de los haces de enfriamiento y rebombeo, el arreglo experimental requiere un haz adicional llamado *haz de imagen*, el cual está sintonizado a la misma transición atómica que el haz de enfriamiento y es necesario para la caracterización de las propiedades de los átomos fríos.

#### Implementación del láser maestro: haz de enfriamiento y haz de imagen.

El láser maestro es un sistema de láser de diodo dispuesto en una de las configuraciones más usadas en la construcción de un láser de diodo de cavidad externa (ECDL): la configuración Littrow [47]. En su descripción más general, el diodo láser montado en configuración Littrow forma una cavidad externa con una rejilla de difracción que sirve como elemento para seleccionar la longitud de onda (y por lo tanto la frecuencia), la cual varía en función del ángulo que forma el haz con respecto a la rejilla. El primer orden de difracción de la rejilla es usado para la retroalimentación, es decir, se refleja directamente de regreso al diodo para favorecer la amplificación de la longitud de onda deseada. Mientras que el orden cero de difracción es el haz de salida del láser. En la Figura 4.4 se muestra un diagrama general de la configuración Littrow.

El cambio en el ángulo y, por consiguiente, en la longitud de la cavidad para la correcta sintonía de la longitud de onda, se pueden llevar a cabo mediante dos maneras: ya sea ajustando manualmente el tornillo de sintonía dentro del láser para lograr un movimiento de rotación en la rejilla o de forma

eléctrica por medio de un actuador piezoeléctrico, el cual es un material que presenta expansión o compresión conforme se le aplica un voltaje.

Sin embargo debido que el eje de rotación de la rejilla no coincide con el punto donde se da la reflexión sobre la misma, durante el movimiento de rotación se modifica la longitud de la cavidad óptica resonante que tiene la función de estabilizar la emisión del diodo. Dichos movimientos pueden ocasionar que el láser entre en una emisión multimodal, por lo cual los ajustes sobre la rejilla deben ser desplazamientos muy pequeños. Cabe mencionar que la temperatura del diodo juega un papel muy importante en la longitud de la cavidad, es por esta razón que los láseres de cualquier configuración cuentan con sensores y controladores de temperatura.

El láser de 780 nm que se implementó en la construcción de la MOT es un *Lynx* ECDL de Sacher Lasertechnik Group en configuración Littrow. Este láser da lugar al haz de enfriamiento y al haz de imagen. A su vez, el haz de enfriamiento es amplificado ópticamente con un *tapered amplifier* (TA por sus siglas en inglés) antes de ser enviado a la MOT.

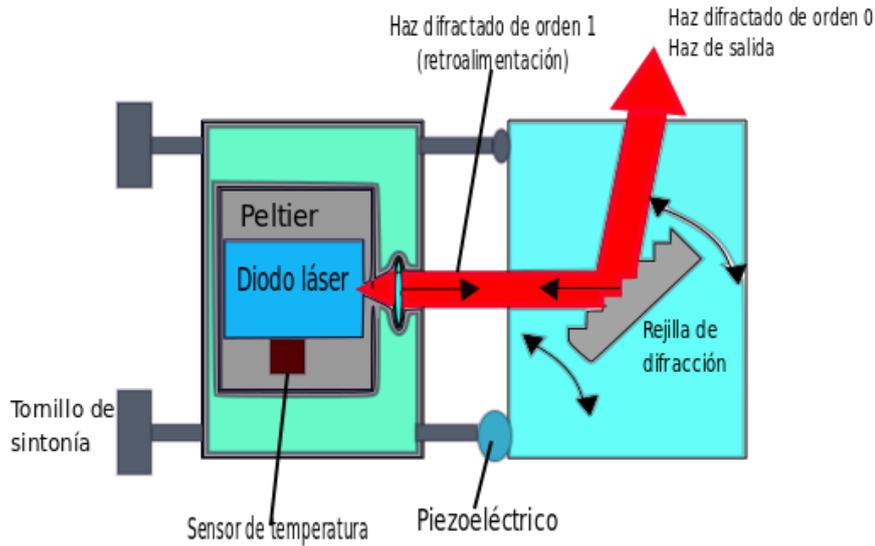


Figura 4.4: Diagrama de la configuración Littrow para una cavidad láser. Se muestra el tornillo de sintonía con el que es posible hacer un ajuste grueso de la longitud de la cavidad. El actuador piezoeléctrico permite un ajuste fino de la rotación de la rejilla de difracción. El Peltier y el sensor de temperatura mantienen y monitorean respectivamente la temperatura de operación. La línea roja representa la trayectoria óptica del haz de salida y del haz de retroalimentación.

La Figura 4.5 muestra el diagrama de la configuración Littrow para el láser *Lynx*. En este diseño la cavidad óptica resonante está definida por la rejilla de difracción y por la cara frontal del diodo, este último emite luz en dos direcciones. El primer orden de difracción es utilizado para la retroalimentación. El orden cero es reflejado por la rejilla de difracción de tal forma que no entre al diodo y es usado para una medición auxiliar de la potencia. El haz de salida proviene de la cara trasera del diodo y está colimado por medio de un par de lentes [48].

La Figura 4.6 ilustra el diseño de la cavidad externa del láser Sacher [48].

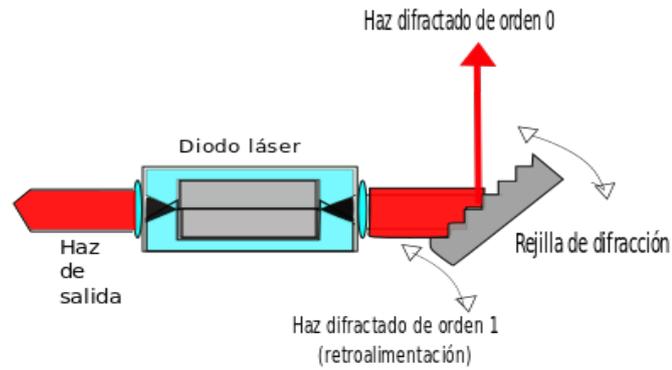
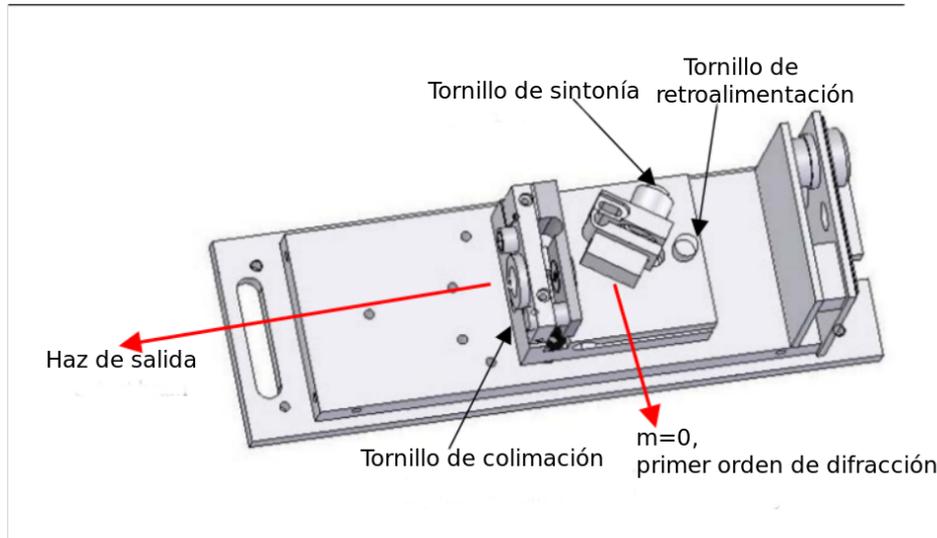
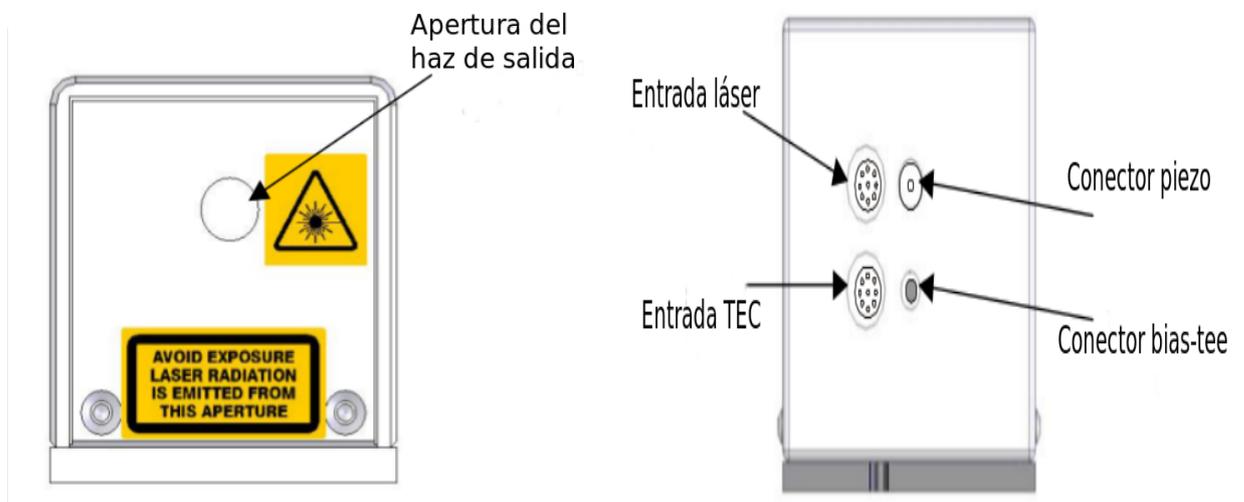


Figura 4.5: Arreglo óptico en configuración Littrow para el láser *Lynx*. En este diseño el diodo emite luz láser en dos direcciones (línea roja). Se muestra el haz de salida, el haz de retroalimentación y el haz de orden cero usado en la medición de la potencia. Figura tomada de [48].

En el apéndice B se brinda una breve descripción de cómo configurar el láser para su operación a través de su controlador [49].



(a)



(b)

(c)

Figura 4.6: 4.6(a) Vista interior del láser Sacher: el tornillo de sintonía y de retroalimentación controlan la estabilidad en la cavidad. 4.6(b): Cara frontal. 4.6(c) Cara posterior: Conexiones para el control de la cavidad. Figuras tomadas de [48].

## Incorporación y puesta en funcionamiento del amplificador óptico *Moglabs MOA 002*.

La motivación principal para implementar un amplificador óptico para los haces de la MOT es disponer de suficiente potencia para la producción de átomos fríos. Dado que algunas de las propiedades de la nube (por ejemplo el número de átomos atrapados) están en función de la intensidad del haz de enfriamiento, por lo que poder manejar un intervalo amplio de intensidades resulta muy conveniente durante el proceso de caracterización. El haz de enfriamiento proviene del láser maestro Sacher *Lynx* y presenta una potencia sin amplificar de aproximadamente 40 mW.

Un amplificador óptico del tipo *Tapered Amplifier* (TA por sus siglas en inglés), es un diodo semiconductor de forma cónica usado para amplificar un campo externo de radiación conservando sus propiedades (longitud de onda, polarización, etc). Un láser con una potencia generalmente del orden de mW genera el campo de radiación externo (semilla); al ser inyectado al TA la potencia es amplificada, obteniendo a la salida del amplificador un campo de radiación del orden de W. El principio de operación es el siguiente: un amplificador óptico consiste en un diodo semiconductor de sección transversal que se incrementa gradualmente mientras que la altura se mantiene constante. La Figura 4.7 muestra un diseño simplificado de un diodo semiconductor TA. El haz que se desea amplificar se inyecta por la guía de ondas estrecha y es amplificado al propagarse por el medio semiconductor.

Dicho medio semiconductor está en contacto un electrodo de tal forma que un flujo de corriente permite una inversión de población de los portadores de carga en las bandas de valencia y conducción, fomentando transiciones ópticas de la banda de conducción a la banda de valencia. Generalmente las dimensiones de la cara de entrada son del orden de unos cuantos  $\mu\text{m}$ , mientras que para la cara de salida son del orden de cientos de  $\mu\text{m}$ . Ambas caras están recubiertas con un material antirreflejante [50].

El amplificador óptico que se implementó para el haz de enfriamiento fue el amplificador *Moglabs MOA 002*, cuyo diseño se muestra en la Figura 4.8. Dicho amplificador consta de un diodo semiconductor; 2 aislantes ópticos; 2 lentes esféricas de colimación; 2 monturas (*eccentric cams*) que permiten el control de la posición transversal de las lentes de colimación y, por consiguiente, ayudan con el alineamiento del haz de salida; y 1 lente cilíndrica para compensar el astigmatismo [51]. El haz semilla incide sobre la apertura de entrada, posteriormente atraviesa un aislante óptico; en seguida pasa por una lente de colimación e incide en el diodo semiconductor TA donde es amplificado, continúa su camino incidiendo sobre otra lente colimadora seguida de

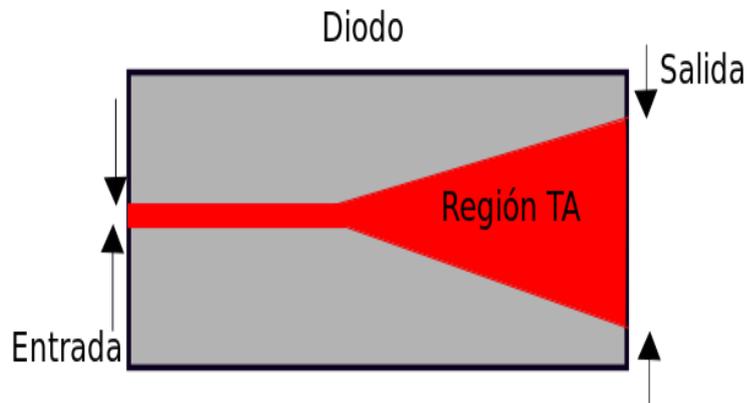


Figura 4.7: Diseño simplificado de un diodo semiconductor TA. El haz semilla incide en la apertura de entrada para ser amplificado en la región de amplificación (zona de color rojo), el haz amplificado en intensidad es detectado en la apertura de salida.

una lente cilíndrica para la corrección del astigmatismo (consecuencia de la amplificación); finalmente cruza un aislante de salida y pasa por la apertura de salida.

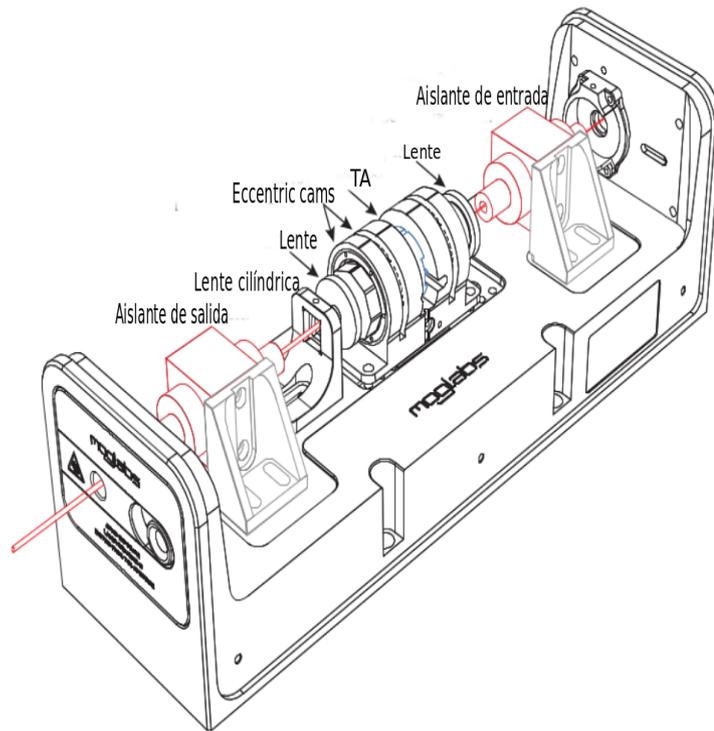


Figura 4.8: Esquema del interior del amplificador óptico MOA. El haz semilla incide sobre la apertura de entrada, es colimado por una lente y amplificado en la región TA; cruza un par de lentes para ser colimado de nuevo y corregir el astigmatismo (consecuencia de la amplificación), por último es detectado en la apertura de salida. Figura tomada de [51].

El diodo TA que está montado en el amplificador, es un diodo de *GaAs* marca *Eagleyard* y se muestra en la Figura 4.9, [52]. La cara de entrada mide  $3\ \mu\text{m}$  y la cara de salida mide  $210\ \mu\text{m}$ ; alcanza una potencia máxima de salida de 2 W a 250 mA de corriente de inyección con 50 mW de potencia en el haz semilla. Es importante mencionar que la potencia mínima de entrada debe ser de 10 mW (semilla) con mínimo 100 mA de corriente de inyección. Por otra parte, el TA puede ser operado sin semilla en un intervalo de corriente de inyección de [100, 1000] mA durante el proceso de alineación. Una vez que se introduce el haz semilla de forma continua, este NO debe ser bloqueado cuando la corriente de inyección esté entre (1000, 2500] mA, ya que la energía eléctrica de entrada se puede disipar en calor ocasionando un daño irreparable en el diodo. Actualmente se trabaja en un mecanismo de protección para situaciones en los que el haz sea bloqueado accidentalmente. Cabe recordar

que el haz semilla usado es el haz de enfriamiento proveniente del láser *Sacher* de 780 nm.

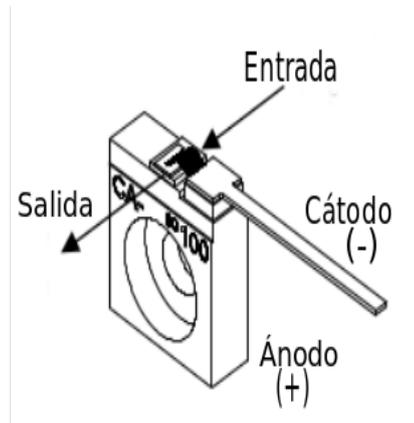
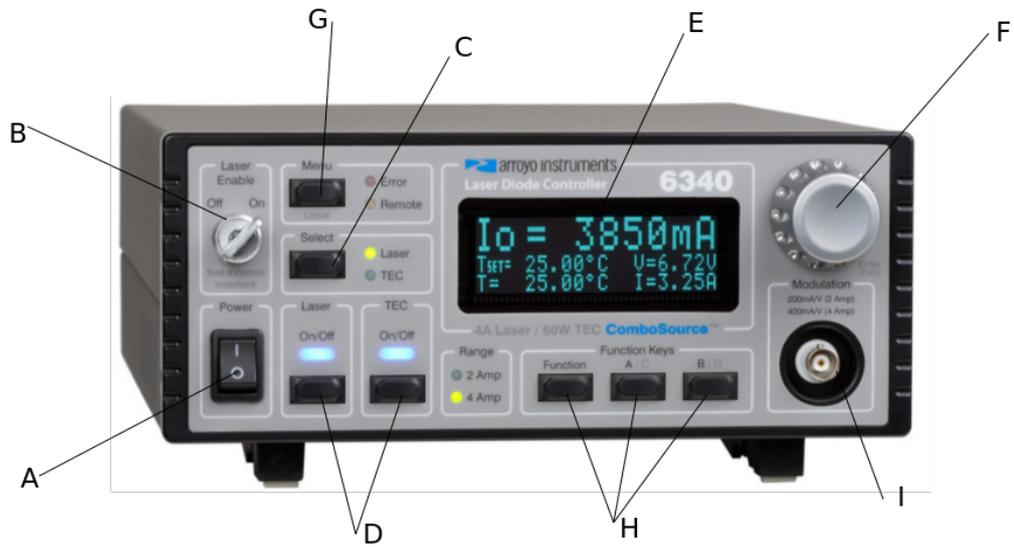
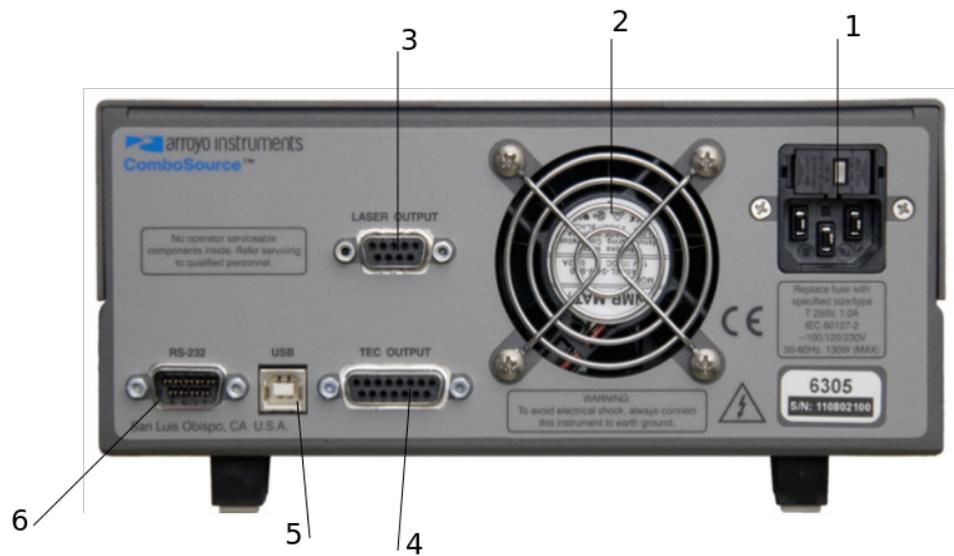


Figura 4.9: Diseño del chip o diodo TA Eagleyard usado en el amplificador óptico MOA. La cara de entrada mide  $3 \mu\text{m}$  y la cara de salida mide  $210 \mu\text{m}$ ; alcanza una potencia máxima de salida de 2 W a 250 mA de corriente de inyección con 50 mW de potencia en el haz semilla. Se muestran las conexiones de cátodo y ánodo. Figura tomada de [52].

El MOA 002 es operado con la consola *Arroyo power supply 6340* [53]. La Figura 4.10 muestra los diagramas de la parte frontal y reversa del módulo. La tabla 4.1 despliega la función de cada uno de los elementos del controlador.



(a)



(b)

Figura 4.10: Controlador Arroyo de corriente y temperatura 4.10(a): Panel frontal. 4.10(b): Panel reverso. La tabla 4.1 muestra información de los elementos. Figuras tomadas de [53].

En la Figura 4.11 se muestra el esquema experimental, existente en el

Elemento	Función
A	Encender/Apagar consola
B	Llave de encendido del láser
C	Selección de parámetro
D	Encender/Apagar de láser/TEC
E	Pantalla
F	Perilla de ajuste/selección
G	Acceso al menú
H	Variedad de funciones
I	Modulación de entrada
1	Entrada de cable de línea
2	Ventilador
3	Salida al láser
4	Salida TEC
5	Conector USB
6	Conector RS232

Tabla 4.1: Lista de elementos del controlador Arroyo.

laboratorio, para la amplificación del haz de enfriamiento. El láser maestro cruza una placa retardadora  $\lambda/2$  que sirve para controlar la cantidad de luz que llega al amplificador MOA; un cubo polarizador (PBS) divide al haz en dos partes, la parte reflejada llega a un espejo (E) desde donde es guiada al interior del MOA; mientras que el haz transmitido se utiliza para el anclado del láser por espectroscopia de polarización.

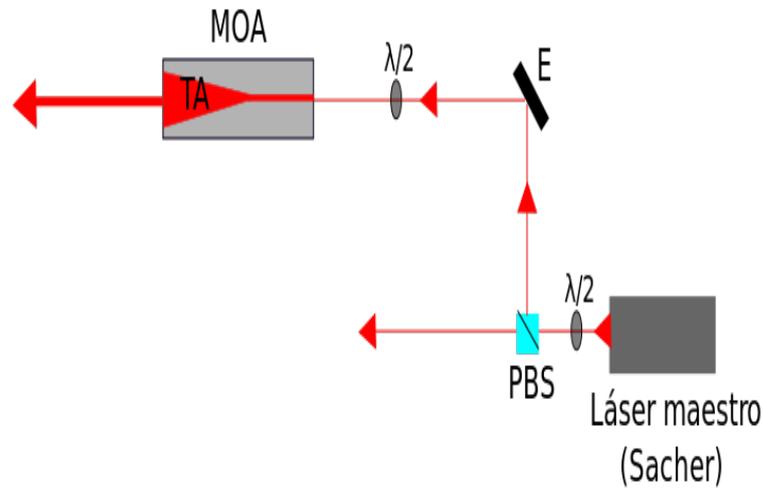


Figura 4.11: Esquema experimental para la amplificación del haz de enfriamiento. El haz semilla (línea roja) pasa por una placa retardadora  $\lambda/2$  que controla la cantidad de luz que incide sobre el amplificador; la luz es dividida por un cubo polarizador (PBS) y la parte reflejada es guiada por un espejo (E) al interior del MOA.

## Láser de rebombeo.

El láser de rebombeo de 780 nm fue construido y caracterizado en el laboratorio de átomos fríos del ICN-UNAM. Al igual que el láser de enfriamiento es un láser en configuración Littrow (basado en el diseño propuesto por Arnold, *et al.* [54]).

Los parámetros de la cavidad son modificados mediante tres módulos: el control de corriente del diodo está al mando del módulo *Lightwave LDX-3525*; el control de temperatura es operado por el módulo *Lightwave LDT-5525* y finalmente, el voltaje aplicado al piezoeléctrico es controlado por el módulo *Burleigh PZ-150M PZT Amplifier/Driver*. El controlador proporciona un voltaje de salida de 0 a 100 V que puede ser amplificado mediante una perilla de ganancia entre 0 y 100. [55], [56], [57]. En el apéndice C se brinda una breve descripción del modo de operación de cada uno de los controladores.

### 4.3.1. Anclado de láseres.

Para el óptimo desempeño de la MOT, el haz de enfriamiento debe incidir en la cámara de vacío en las seis direcciones posibles y operar a una frecuencia determinada conforme a la transición que se desee excitar. Así mismo, un requisito adicional es que su frecuencia esté desintonizada hacia el rojo con respecto a la transición cíclica de enfriamiento. En el caso del haz de bombeo, debido a su función, es suficiente con que incida sobre la cámara en una o dos de las seis direcciones posibles a una frecuencia que permita mantener la transición cíclica del haz de enfriamiento. En el presente experimento el láser de enfriamiento se ancla por medio de la técnica de espectroscopía de polarización; mientras que el láser de bombeo se propone anclar por el método de *frequency offset locking*.

### Espectroscopía de polarización.

El arreglo experimental para el anclado del láser de enfriamiento por medio de la técnica de espectroscopía de polarización (ver Capítulo 2) se muestra en la Figura 4.12.

Un cubo polarizador (PBS 2) refleja una porción del haz de enfriamiento (LE) linealmente polarizada por una placa retardadora  $\lambda/2$  ( $\approx 600 \mu\text{W}$ ) e incide sobre un divisor de haz (DH) cuya parte reflejada (haz de prueba con potencia de  $\approx 60 \mu\text{W}$ ), pasa por una placa retardadora  $\lambda/2$  la cual polariza al haz a  $45^\circ$ . Posteriormente, el haz de prueba atraviesa una celda con vapor de rubidio (Rb) e incide sobre un cubo polarizador que lo descompone en sus componentes de polarización horizontal y vertical. La detección de la señal de dichas componentes la realizan un par de fotodiodos (FD). Por otro lado, la parte transmitida del divisor de haz (haz de bombeo) incide sobre un espejo (E) parcialmente reflejante (70/30); la parte reflejada (30%) pasa por una placa retardadora  $\lambda/4$  que polariza circularmente el haz. Posteriormente llega a otro espejo y es reflejada en su totalidad de forma contrapropagante con respecto al haz de prueba al interior de la celda con vapor de rubidio. Dentro de la celda, el haz de bombeo debe intersectar al haz de prueba y como consecuencia cualquier cambio de intensidad en la absorción de este último es detectado por los fotodiodos. La señal obtenida puede ser monitoreada en un osciloscopio. Los espectros provenientes de restar ambas señales de los fotodiodos son los espectros de polarización (curvas de dispersión) y tienen la forma de la derivada del perfil de absorción Lorentziano [20]. En la Figura 4.13 se muestran las curvas de dispersión para las transiciones  $F = 3 \rightarrow F'$  y  $F = 2 \rightarrow F'$  del estado  $5s_{1/2} \rightarrow 5p_{3/2}$  de  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$  respectivamente.

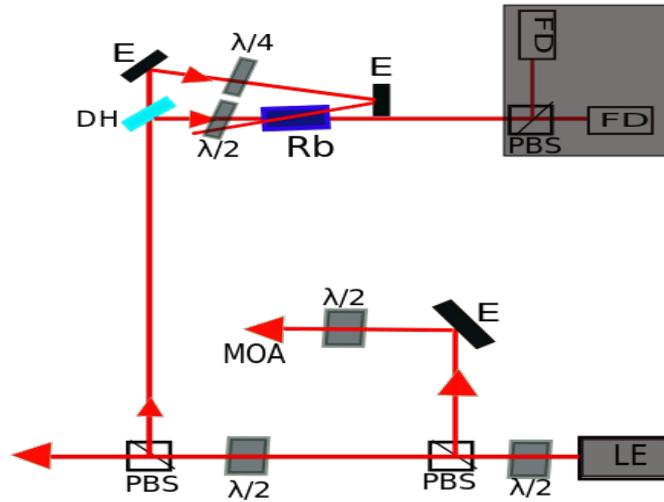


Figura 4.12: Esquema experimental para la espectroscopía de polarización. El haz de enfriamiento (LE) linealmente polarizado con una placa retardadora  $\lambda/2$  incide sobre un cubo polarizador (PBS 2); la parte reflejada (haz de prueba) llega a un divisor de haz (DH), atraviesa la muestra atómica y llega a un cubo polarizador (PBS), las componentes de polarización resultantes son detectadas en un par de fotodiodos (FD). Por otro lado, la parte transmitida del haz principal (haz de bombeo) es dirigida al interior de la muestra atómica por un par de espejos (E) mientras que su polarización circular es controlada con una placa retardadora  $\lambda/4$ .

Las líneas verticales marcan el punto de anclado para una transición atómica específica y para los entrecruzamientos. En el isótopo de  $^{85}\text{Rb}$  la transición de enfriamiento es  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  y en el caso de  $^{87}\text{Rb}$  es  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ . Ambas transiciones desintonizadas hacia el rojo ( $\delta < 0$ ). Por otro lado, el haz de imagen que es utilizado en el proceso de caracterización de la MOT requiere ser anclado en resonancia con la transición de enfriamiento  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  en  $^{85}\text{Rb}$  y  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  en  $^{87}\text{Rb}$ .

La emisión al espectro frecuencias mostrado en la Figura 4.13 se logra aplicando diferentes valores de voltaje al actuador piezoeléctrico en conjunto con un barrido de corriente al diodo. La señal de voltaje que se aplica al piezoeléctrico proviene de un generador de funciones, de esta forma se hace un barrido en voltaje y como resultado se obtienen diferentes frecuencias de emisión de la luz láser, que al interactuar con los átomos dan lugar a las transiciones atómicas permitidas. La búsqueda y selección de las curvas de dispersión se realiza mediante un movimiento conjunto entre el cambio de corriente del diodo y el voltaje del piezoeléctrico. La señal de voltaje neces-

ria para aplicar un barrido al actuador piezoeléctrico del láser es una señal triangular proveniente de un generador marca *Materman* modelo *FG2C*. El piezo del láser *Sacher* permite un barrido de  $-13$  V a  $13$  V, para evitar que se dañe, la señal de voltaje no debe exceder este intervalo de amplitud.

Dado que el experimento requiere de un control fino sobre la frecuencia del láser que nos permita elegir una transición atómica en particular, se hace uso de un equipo que permita el anclado del láser a dicha frecuencia. El equipo de anclado que se montó en este experimento es un *controlador servo New Focus LB1005*. La Figura 4.14 muestra las conexiones necesarias en el proceso de anclado [58].

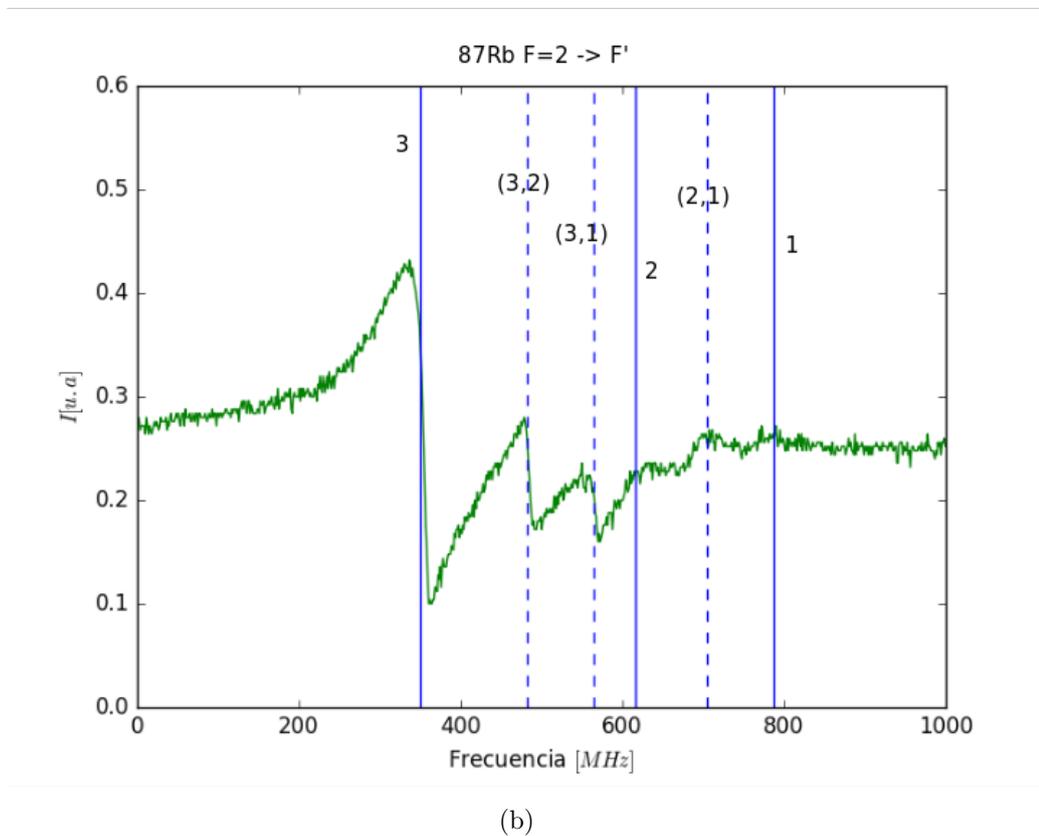
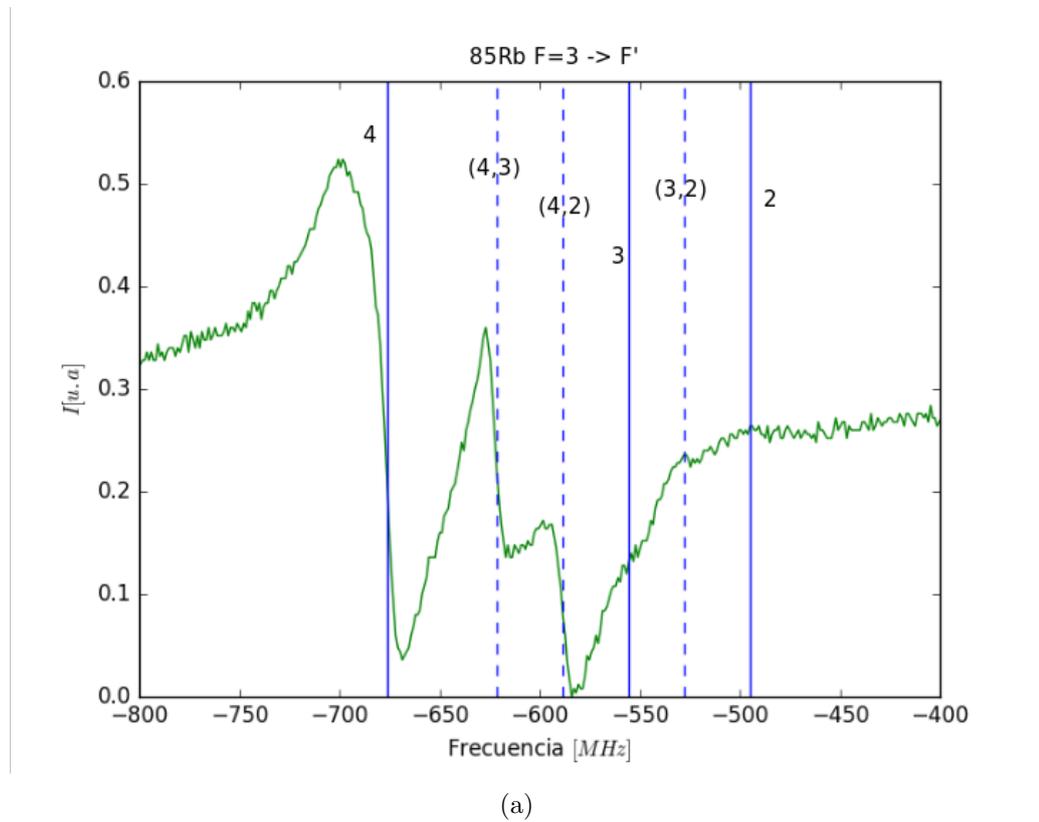


Figura 4.13: Espectro de polarización de 4.13(a):  $^{85}\text{Rb}$  para las transiciones  $F = 3 \rightarrow F'$  4.13(b):  $^{87}\text{Rb}$  para las transiciones  $F = 2 \rightarrow F'$ . Se muestran las señales de los entrecruzamientos. Las líneas verticales indican los puntos de anclaje.

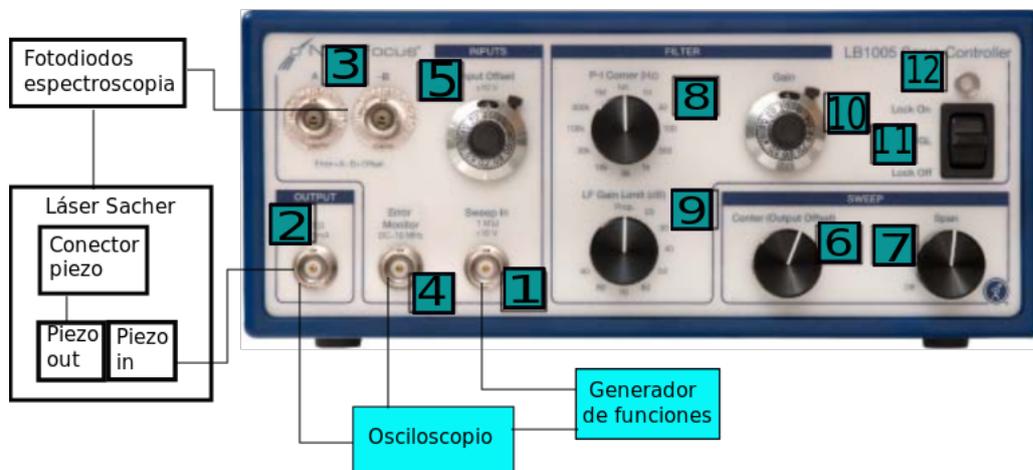


Figura 4.14: Conexiones requeridas entre el láser Sacher y el servo LB1005 para el anclado en frecuencia.

Para comenzar el barrido del láser de atrapamiento, se envía una señal triangular de  $\pm 10 V$ <sup>3</sup> de amplitud y de  $6 Hz$  de frecuencia proveniente del generador de funciones hacia el servo a través de la entrada *sweep in* (1). La señal de barrido sale del servo *output* (2) y llega a la entrada de la consola del láser *piezo in*. De ahí se manda hacia piezoeléctrico del Sacher mediante *piezo out-conector*<sup>4</sup>. Las señales de los fotodiodos provenientes de la espectroscopia de polarización se conectan a las entradas *A* y *B* (3). El circuito interno del servo realiza la resta de ambas señales: *Error* (4). Teniendo así un ciclo cerrado de retroalimentación para el proceso de anclado. La perilla *offset* (5) permite un movimiento vertical en la señal de error, mientras que la perilla *center* (6) realiza un desplazamiento horizontal. La perilla *span* (7) permite disminuir la amplitud de barrido del servo y en combinación con (5) y (6), además de movimientos en la corriente del diodo permite seleccionar cada curva de dispersión y, por consiguiente, cada una de las transiciones posibles. Para anclar el láser se debe conseguir que la transición seleccionada en la curva de dispersión intersecte en algún punto de su pendiente al 0 de voltaje en el osciloscopio. Posteriormente, de forma pausada se va cerrando la perilla (7) cuidando de mantener fijo el punto de intersección con ayuda de (5) y (6) y si es necesario con la corriente del diodo. Antes de que el barrido

<sup>3</sup>El servo solo acepta señales de amplitud de ese orden, de lo contrario puede dañarse. En el panel reverso del LB1005, el interruptor *input off* se colocó en  $\pm 10 V$  para tener la máxima amplitud de barrido posible hacia el piezo.

<sup>4</sup>Para más detalle de la conexión hacia el láser ver figura B.1 y tabla B.2

esté completamente cerrado, se preancla el láser subiendo el interruptor (11) a una posición intermedia *LFGL*, se termina de cerrar la perilla (7) y si el indicador led se ilumina de verde entonces se termina de subir el interruptor a la posición de anclado. Si el proceso se realizó correctamente, el led debe permanecer en verde; de lo contrario se debe repetir. Las perillas (8), (9) y (10) modifican parámetros que controlan la estabilidad del anclado. En particular la perilla (10) es la ganancia del circuito, la cual usualmente debe aumentarse hasta ver oscilaciones en la señal y luego disminuirla al punto donde dichas oscilaciones desaparecen, esto último contribuye significativamente a que se tenga un anclado óptimo. Es importante mencionar que para poder hacer el barrido externo de voltaje al piezo de láser Sacher, es necesario que en el menú SCAN de la consola PILOT PC, la opción *PIEZO* esté deshabilitada y la opción *F-MODE* esté en piezo.

### Generalidades del sistema de anclado por frequency offset locking: Espectroscopia simple y batimiento.

En el proceso de construcción y caracterización de la trampa magneto óptica (MOT), la aplicación del sistema de anclado por el método de *frequency offset locking* se llevará a cabo sobre el láser de rebombeo de 780 nm. La diferencia en frecuencia del láser de enfriamiento (láser maestro) y el láser de rebombeo corresponde a la separación entre niveles hiperfinos del estado base de  $^{85}\text{Rb}$  ( $^{87}\text{Rb}$ ). Con el láser de atrapamiento previamente anclado a una transición atómica, esta diferencia en frecuencia es cuantificada mediante el experimento de batimiento. En el caso de  $^{85}\text{Rb}$  tenemos  $\Delta\omega \approx 3.03$  GHz mientras que para  $^{87}\text{Rb}$  es  $\Delta\omega \approx 6.8$  GHz. La frecuencia de referencia  $\omega_{LO}$  es generada en alguno de dos sintetizadores disponibles dependiendo del isótopo de rubidio con el que se desee trabajar. Esta frecuencia puede ser del orden de 3.08 GHz o 6.85 GHz de tal forma que cuando se mezcle con  $\Delta\omega$  dentro de un mixer, para un segundo experimento de batimiento, la diferencia  $\Delta\omega - \omega_{LO}$  sea una constante del orden de decenas o centenas de MHz. Dicha segunda frecuencia de batimiento se enviará a un dispositivo anclador (por ejemplo un servo) que controlará el voltaje del actuador piezoeléctrico del láser de rebombeo de tal forma que, con el láser maestro anclado por ejemplo a:  $F = 3(2) \rightarrow F'$ , la diferencia  $\Delta\omega - \omega_{LO}$  se mantenga constante y la frecuencia del láser de rebombeo se fije automáticamente en:  $F = 2(1) \rightarrow F'$ . Teniendo así al láser de rebombeo anclado con respecto al láser maestro, conservando la transición cíclica que requiere la MOT. Es importante mencionar que el correcto anclado del láser se debe realizar variando simultáneamente el voltaje del piezoeléctrico y la corriente del diodo.

El arreglo experimental para el anclado de frecuencias se divide en dos secciones: la primera sección consiste en la implementación de la parte óptica que corresponde al anclado del láser maestro, la sintonización de la frecuencia del láser de rebombeo y el experimento de batimiento; la segunda parte consiste en la implementación del sistema de anclado por *frequency offset locking*.

En la Figura 4.15 se presenta la implementación de la parte óptica. Una porción del haz de rebombeo (LB) pasa por una placa retardadora de media longitud de onda ( $\lambda/2$ ) e incide sobre un cubo polarizador (PBS); la parte reflejada llega a un divisor de haz (DH), cuyo reflejo atraviesa una celda con vapor de rubidio (Rb). Un fotodiodo detecta cambios en la absorción del haz, señal que es monitoreada en un osciloscopio. La Figura 4.16 muestra los espectros de absorción ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ) obtenidos para los dos isótopos del rubidio, así como el valor de  $F$  del estado base. La selección de un solo pozo

de absorción se logra variando la corriente del diodo, el voltaje del actuador piezoeléctrico y la amplitud de barrido del láser de rebombeo, teniendo cuidado de colocar a la señal de absorción centrada en el cero del osciloscopio. Una vez que se ha seleccionado el pozo se simula el anclado del láser, esto consiste en detener el barrido con el fin de disminuir fluctuaciones en frecuencia. Es importante mencionar que si bien la señal de los pozos Doppler nos ayuda a mantener el monitoreo de la frecuencia del láser de rebombeo, es necesario completar este sistema de tal forma que sea posible identificar claramente las transiciones hiperfinas y determinar con precisión la frecuencia específica de operación.

La siguiente sección que compete a la parte óptica es el experimento de batimiento que se explica a continuación: el láser de enfriamiento (LE) se ancla a la transición atómica de atrapamiento (desintonizada hacia el rojo) de  $^{85}\text{Rb}$  o  $^{87}\text{Rb}$  vía espectroscopia de polarización; otra porción del haz sale por un cubo polarizador (PBS) con polarización vertical e incide sobre un espejo (E) y llega a un cubo no polarizador (NPBS) 50:50. Por otro lado, el haz de rebombeo pasa por un cubo polarizador cuya parte reflejada (polarización vertical) se junta con el haz de atrapamiento en el cubo no polarizador. La señal es acoplada a una fibra óptica (AF) y detectada por un fotodiodo rápido *EOT. ET-4000AF* de ancho de banda de 20 KHz-10 GHz. La señal puede ser monitoreada en un analizador de espectros que muestra la transformada rápida de Fourier (FFT) de la señal.

Antes de llevar a cabo el experimento de batimiento se deben de tener las siguientes condiciones iniciales:

- Los estado de polarización de ambos campos deben ser paralelos.
- Las potencias de ambos haces deben ser similares.

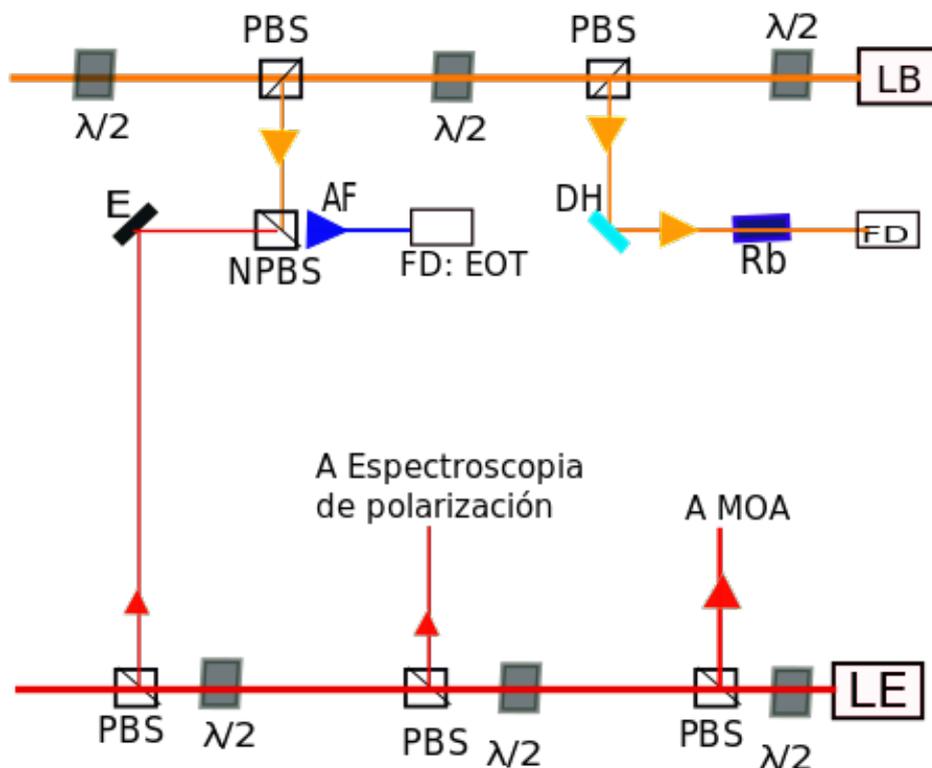


Figura 4.15: Diagrama experimental para la implementación del sistema de anclado del láser de rebombeo. El haz de rebombeo (LB), representado por las líneas amarillas, es dividido en un cubo polarizador (PBS) cuya parte reflejada atraviesa una muestra atómica; la señal de interacción es detectada por un fotodiodo (FD). En paralelo, el láser de enfriamiento (LE), representado por líneas rojas, anclado a la transición atómica incide sobre un cubo polarizador (PBS) y es dirigido por un espejo (E) hacia un cubo no polarizador (NPBS). Simultáneamente, la parte transmitida del haz de rebombeo llega a otro cubo polarizador (PBS) cuya parte reflejada se combina con el haz de atrapamiento en el cubo no polarizador. La señal es acoplada a una fibra óptica (AF) y detectada por un fotodiodo rápido (FD: EOT).

La Figura 4.17 muestra un ejemplo de la señal de batimiento generada por la interferencia de los dos campos de radiación cuando ambos láseres se encuentran sintonizados a la misma frecuencia de transición (mismo isótopo y misma  $F$  hiperfina del estado base)<sup>5</sup>. La diferencia de frecuencias para ambos

<sup>5</sup>Esto debido al ancho de banda del analizador de espectros utilizado: *Rohde & Schwarz, FSL 9 KHz- 3 GHz*

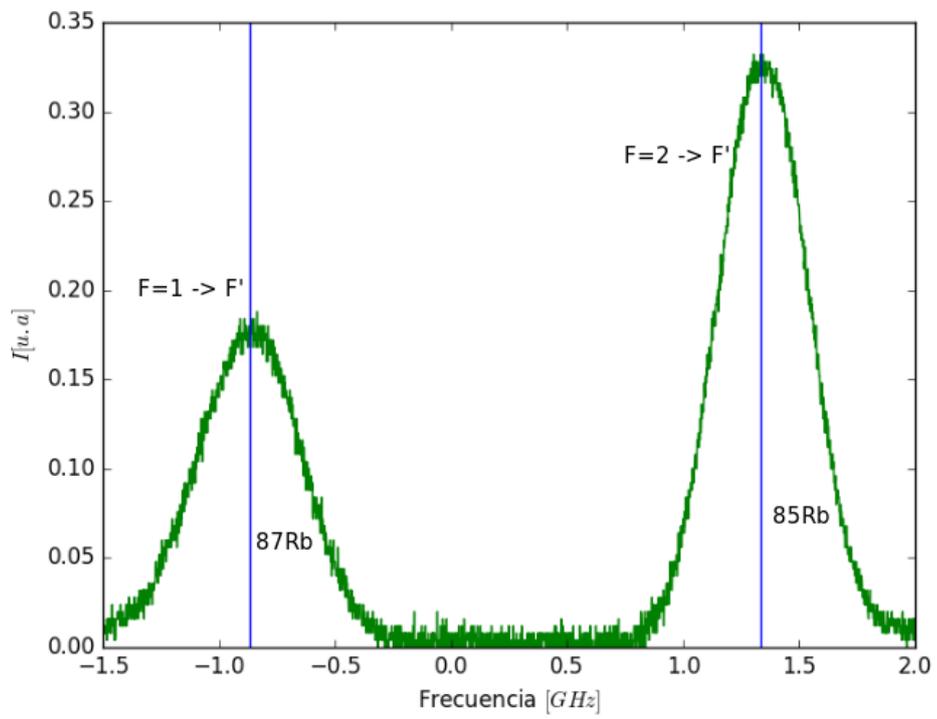


Figura 4.16: Espectro de absorción para la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  obtenido para los dos isótopos del rubidio. Se muestra el valor de  $F$  del estado base.

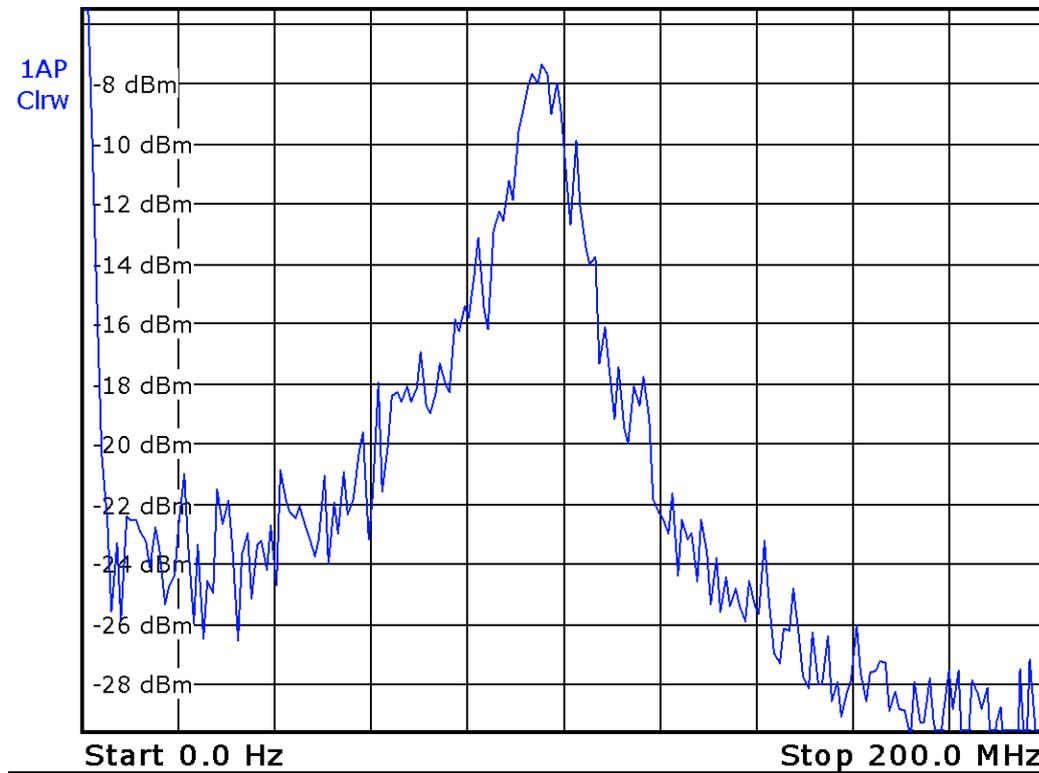


Figura 4.17: Señal de batimiento entre el haz de atrapamiento y el haz de rebombeo, para  $^{85}\text{Rb}$  ( $F = 2$ ), medida en un analizador de espectros. El eje vertical muestra la señal de batimiento (en dBm) generada por la interferencia de los dos campos de radiación, mientras que el eje horizontal muestra la diferencia de frecuencias para ambos campos (aproximadamente 100 MHz). La resolución del eje horizontal es 20 MHz, por lo tanto el ancho (FWHM) de la señal es de alrededor de 20 MHz.

campos es aproximadamente 100 MHz<sup>6</sup>, mientras que el ancho (FWHM) de la señal es de alrededor de 20 MHz.

<sup>6</sup>Dado que ambos láseres fueron sintonizados a la misma frecuencia de transición la diferencia de frecuencias debería ser cero. Sin embargo, con ayuda de la corriente del diodo y del voltaje del actuador piezoeléctrico del láser de rebombeo, la señal fue desplazada en frecuencia para una mejor apreciación de la misma.

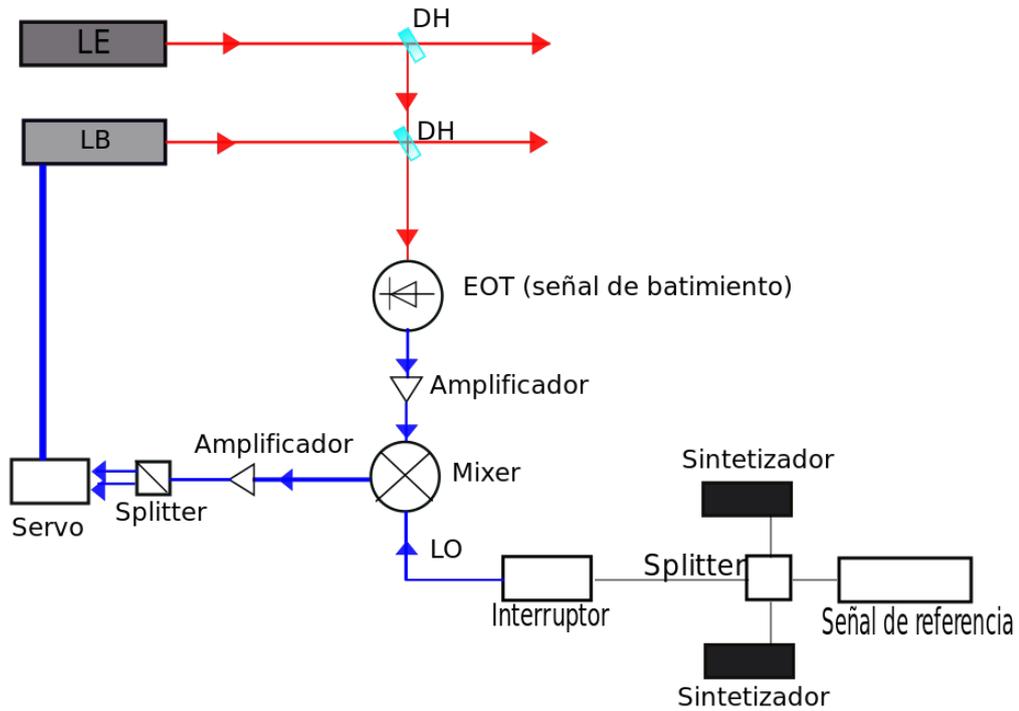


Figura 4.18: Diagrama general para el anclado por frequency offset locking. La frecuencia de referencia, determinada por el isótopo de rubidio de elección, es combinada dentro de un mezclador con la señal de batimiento, entre el haz maestro (LE) y el haz esclavo (LB), proveniente de un fotodiodo rápido (EOT). La señal registrada en el mezclador (segunda señal de batimiento) es enviada a un dispositivo anclador (Servo) para el control del anclado del láser esclavo.

La Figura 4.18 presenta un diagrama general referente a la segunda parte del experimento: el sistema de anclado por microondas. La frecuencia de referencia  $\omega_{LO}$ , determinada por el isótopo de rubidio con el que se desea trabajar, es generada en alguno de los dos sintetizadores y posteriormente combinada al interior de un mezclador con la señal de batimiento entre el haz maestro (LE) y el haz esclavo (LB) proveniente de un fotodiodo rápido (EOT). Esta segunda señal de batimiento registrada en el mezclador es enviada a un dispositivo anclador (Servo) que permite el control del piezo eléctrico del láser esclavo, de tal forma que (en conjunto con la variación en la corriente del diodo) este último quede anclado a una frecuencia fija con respecto al láser maestro. Cabe resaltar que este proyecto se desarrolla en paralelo a lo reportado en esta tesis.

## 4.4. Estados de Rydberg.

En esta sección se describe de forma muy general la generación y detección óptica de estados de Rydberg dentro de una celda con vapor de rubidio calentada a una temperatura de 100 °C. El proceso de excitación se realiza en dos pasos: el primero consiste en inducir la transición dipolar eléctrica  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ ; mientras que el segundo consiste en generar la transición  $6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$ , es decir, la producción de estados de Rydberg. Este esquema experimental será de utilidad como monitoreo de los estados de Rydberg cuando el mismo esquema de excitación se lleve a cabo sobre la nube de átomos fríos.

### 4.4.1. Generación de la primera transición: Espectroscopia de fluorescencia saturada.

La excitación de la primera transición atómica se realiza con un láser de diodo de cavidad externa de 420 nm anclado a la transición  $5S_{1/2} : F \rightarrow 6P_{3/2} : F' = F + 1$ , mediante la técnica de espectroscopia de fluorescencia saturada, ver capítulo 2.

En la Figura 4.19 se muestra el esquema general del sistema de espectroscopia de fluorescencia saturada que se desarrolló en el Laboratorio de Átomos Fríos del ICN. El haz de 420 nm incide sobre un cubo polarizador (PBS), la parte reflejada llega a un segundo cubo polarizador y es reflejada de nuevo ( $\approx 2$  mW) hacia el interior de una celda con vapor de rubidio; una vez que sale de la celda, el haz se retro-refleja en un espejo (E) y viaja de forma contrapropagante a sí mismo a lo largo de la muestra con rubidio. La interacción de la luz de 420 nm con los átomos los excita del estado base al estado excitado  $6P_{3/2}$ , cuyo decaimiento al estado  $5P_j$  produce la emisión de fotones de 780 y 795 nm cuando este último decae al estado base. Esta fluorescencia es recolectada por medio de un filtro de 780 nm en contacto con la celda y es detectada con un tubo fotomultiplicador (TF). Es importante notar que una porción del haz se envía a un interferómetro de Fabry-Perot (FP) para monitorear la sintonía y emisión unimodal del láser.

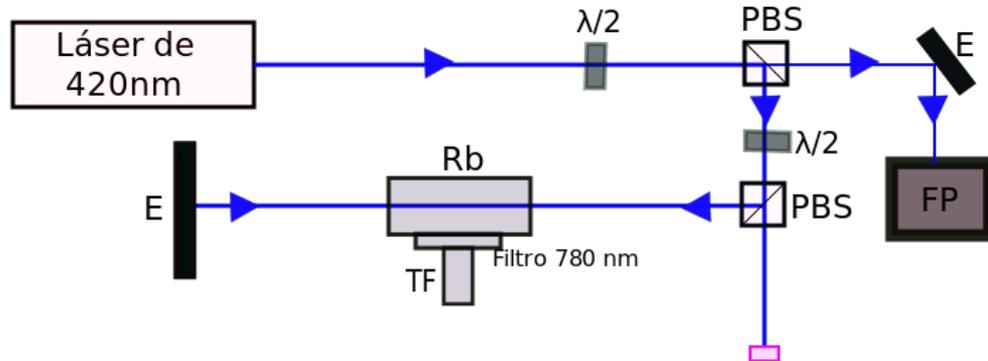
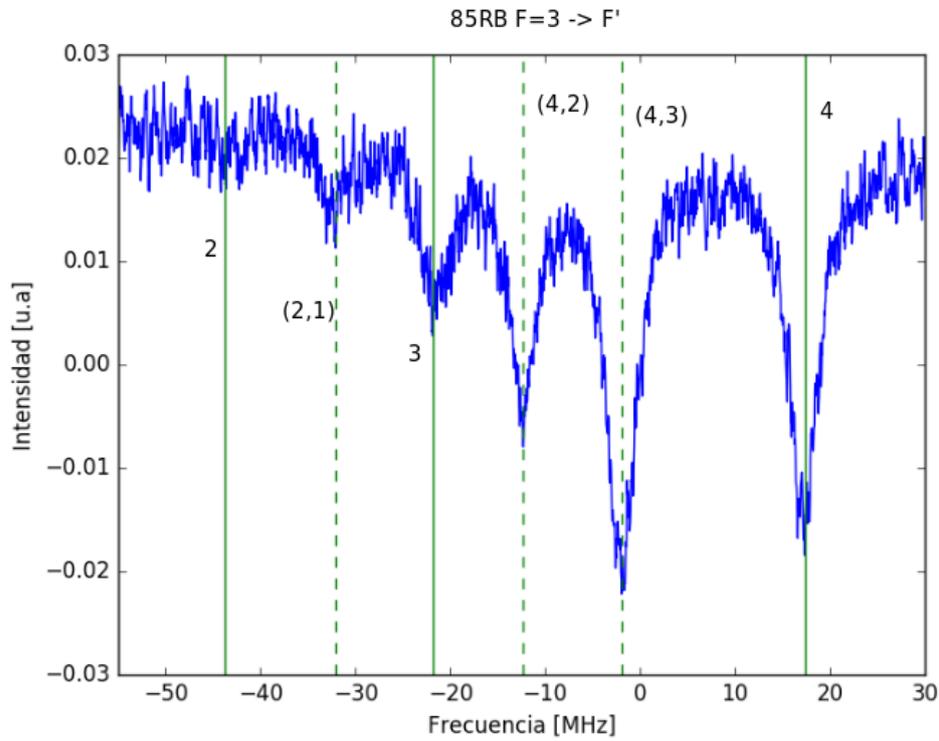
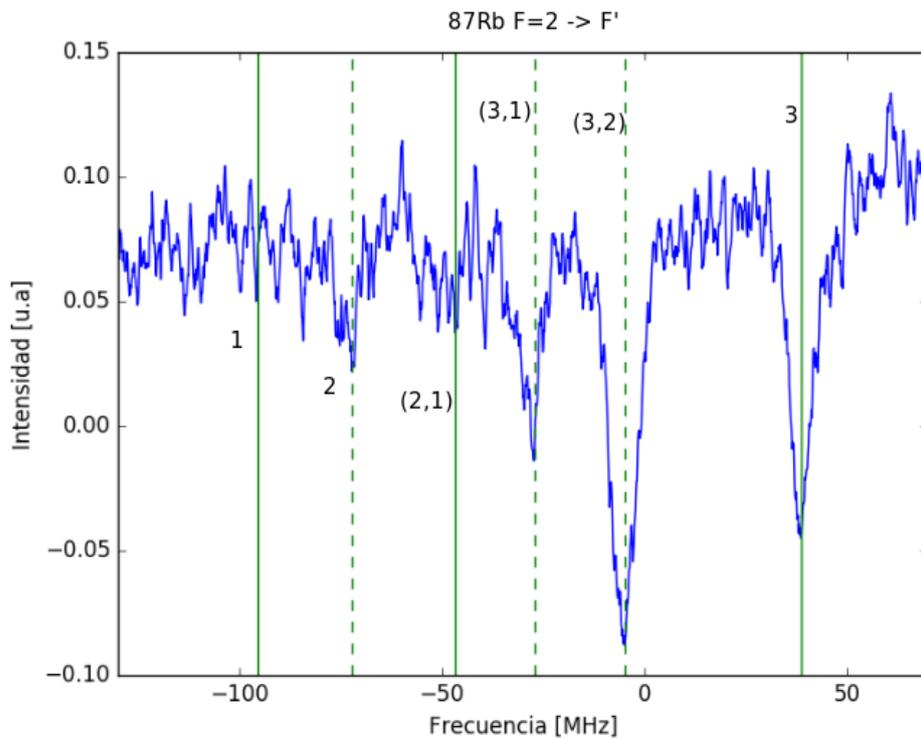


Figura 4.19: Esquema experimental para el anclado del láser de 420 nm. El haz de 420 nm es dividido por un cubo polarizador (PBS); la parte reflejada incide sobre otro cubo polarizador (PBS) y es reflejado al interior de una celda con vapor de rubidio (Rb); una vez que cruza la celda el haz es retro-reflejado por un espejo (E). La señal de fluorescencia pasa por un filtro de 780 nm y es detectada por un tubo fotomultiplicador (TF). Por otro lado, una parte del haz se envía a un interferómetro de Fabry-Perot (FP) para monitorear la sintonía y emisión unimodal del láser.

La Figura 4.20 muestra los espectros de fluorescencia obtenidos que permiten el anclado del láser, en particular a la transición dipolar eléctrica  $5S_{1/2} : F = 3(2) \rightarrow 6P_{3/2} : F'$  para  $^{85}\text{Rb}$  ( $^{87}\text{Rb}$ ). Las líneas verticales sólidas indican las transiciones atómicas usuales mientras que las líneas punteadas marcan los entrecruzamientos. Los picos de transición mostrados corresponden a la estructura hiperfina del nivel  $6P_{3/2}$  y están contenidos dentro del perfil Gaussiano del pozo Doppler correspondiente a  $F = 3$  y  $F = 2$  para  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$ , respectivamente. Esto último es consecuencia del efecto de saturación que tiene lugar al hacer interactuar dos haces contrapropagantes con la muestra atómica. Por lo anterior, los espectros de fluorescencia aquí presentados corresponden a una amplificación de una zona en particular de los pozos Doppler.



(a)



(b)

Figura 4.20: Espectros de fluorescencia de  $780 \text{ nm}$  para 4.20(a): la transición  $5S_{1/2} : F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} : F'$  en  $^{85}\text{Rb}$  y 4.20(b): la transición  $5S_{1/2} : F = 2 \rightarrow 6P_{3/2} : F'$  en  $^{87}\text{Rb}$ . Las líneas verticales sólidas denotan las transiciones atómicas mientras que las líneas punteadas indican los entrecruzamientos.

#### 4.4.2. Generación de la segunda transición: Producción de estados de Rydberg.

La excitación de la segunda transición atómica para la generación de estados de Rydberg  $6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$  se lleva a cabo mediante la interacción entre los átomos y un campo de radiación de 1050 nm. La Figura 4.21 muestra el diagrama experimental. Inicialmente, el haz de 420 nm (líneas azules) pasa por un divisor de haz (DH); una porción de la parte transmitida del haz ( $\approx 2$  mW) es anclada a la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$  mediante la técnica de espectroscopia de fluorescencia saturada, mientras que otra porción ( $\approx 200$   $\mu$ W) incide sobre un interferómetro de Fabry-Perot (FP) <sup>7</sup> permitiendo monitorear la emisión unimodal y sintonía del láser. La porción de luz azul ( $\approx 3$  mW) reflejada por (DH) es dirigida por un par de espejos (E) al interior de una celda con vapor de rubidio ubicada dentro de un horno para elevar su temperatura a 100°C con el objetivo de aumentar la densidad atómica y tener una mejor señal. Una vez que atraviesa la celda, el haz de 420 nm llega a un espejo dicróico (ED) y es enviado ( $\approx 500$   $\mu$ W) a un fotodiodo (D3) sensible a los cambios en la absorción del haz azul. En otra sección del experimento, el haz de 1050 nm llega a un cubo polarizador (PBS); la parte reflejada incide sobre un divisor de haz (DH) para monitoreo de la sintonía por medio de un interferómetro de Fabry-Perot (FP) y un medidor de longitud de onda (ML). La parte transmitida del cubo se transmite por el espejo dicróico (ED) y llega a la celda ( $\approx 3$  mW) con vapor de rubidio a 100 °C (Rb) donde se superpone, a lo largo de la misma, con el haz de 420 nm en una configuración colineal y contra-propagante. Un detector (D2) sensible a luz infrarroja captura la fluorescencia de 780 nm emitida por los átomos en su camino de regreso al estado base.

Con la frecuencia del láser de 420 nm fija en una transición hiperfina del estado  $6P_{3/2}$ , la búsqueda de los estados de Rydberg se logra aplicando un barrido de la frecuencia del láser de diodo de 1050 nm a través de la aplicación de diferentes valores de voltaje al actuador piezoeléctrico<sup>8</sup> en conjunto con un barrido simultáneo en la corriente del diodo. Cuando la corriente y el voltaje sean los correctos el campo de radiación de 1050 nm presentará la frecuencia adecuada para inducir la transición al nivel  $20S_{1/2}$ .

La producción de estados de Rydberg se monitorea ópticamente detectando la emisión de fluorescencia de 780 nm o la absorción de luz de 420 nm por parte de los átomos. La señal de fluorescencia infrarroja se produce

<sup>7</sup>El interferómetro de Fabry-Perot está configurado para una longitud de onda de 420 nm.

<sup>8</sup>La señal de voltaje que se aplica al actuador piezoeléctrico proviene de un generador de funciones.

cuando los átomos excitados que decayeron al nivel  $5P_j$  regresan al estado base, mientras que la absorción de luz de 420 nm se produce cuando la población del estado base se ve reducida por el efecto de *electron shelving* y en consecuencia la absorción de fotones de 420 nm se reduce [59]. En la Figura 4.21 la detección de fluorescencia (IR) de 780 nm se realiza en el fotodiodo D2 y absorción de luz azul de 420 nm en un fotodiodo D3 con ayuda del espejo dicróico (ED). El rastreo de la señal en resonancia se realiza con un sistema de detección en fase, en donde un cortador óptico o *Chopper* (CH) interrumpe periódicamente la señal del láser infrarrojo a una frecuencia de referencia que es comparada con la señal proveniente de los fotodiodos D2 y D3 en un sistema de amplificación *Locking*. De tal forma que cualquier señal proveniente de los detectores que no tenga la misma frecuencia o que posea una fase distinta, es cero.

La Figura 4.22 muestra un espectro de Rydberg por fluorescencia emitida de 780 nm, con base en el esquema mostrado en la Figura 2.7, en el decaimiento de la transición  $5S_{1/2} : F = 3 \longrightarrow 6P_{3/2} : F' = 4 \longrightarrow 20S_{1/2} : F'' = 3$  para el isótopo de  $^{85}\text{Rb}$ .

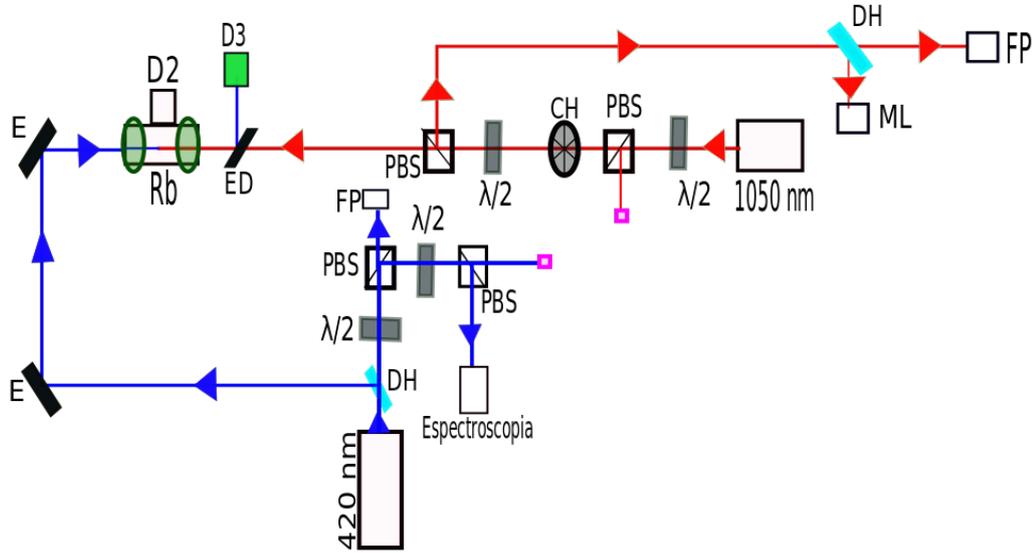


Figura 4.21: Diagrama experimental para la obtención de estados de Rydberg. El haz de  $420\text{ nm}$  (líneas azules) atraviesa un divisor de haz (DH), la parte transmitida se ancla por espectroscopia de polarización a la transición atómica y otra porción del haz llega a un interferómetro de Fabry-Perot para el monitoreo de la estabilidad y sintonía del láser. La parte reflejada por (DH) es enviada a través de dos espejos (E) al interior de una celda con vapor de rubidio (Rb), una vez que abandona la celda se refleja en un espejo dicróico (ED) e incide sobre un fotodiodo (D3) sensible a cambios en la intensidad de la luz azul. El láser de  $1050\text{ nm}$  (línea roja) se separa en sus componentes en un cubo polarizador (PBS); la componente reflejada llega a un divisor de haz (DH), uno de sus brazos llega a un interferómetro de Fabry-Perot para su monitoreo en estabilidad y sintonía mientras que el brazo restante llega a un medidor de longitud de onda (ML) para el monitoreo de la misma. La componente que se transmitió del cubo polarizador atraviesa el espejo dicróico (ED) y se combina de forma colineal y contrapropagante con el haz de  $420\text{ nm}$ . Un fotodiodo (D2) sensible a luz infraroja detecta cambios en la fluorescencia de los átomos.

Para una descripción más detallada de todos los elementos involucrados en el proceso de generación y detección de estados de Rydberg ver [59, 60].

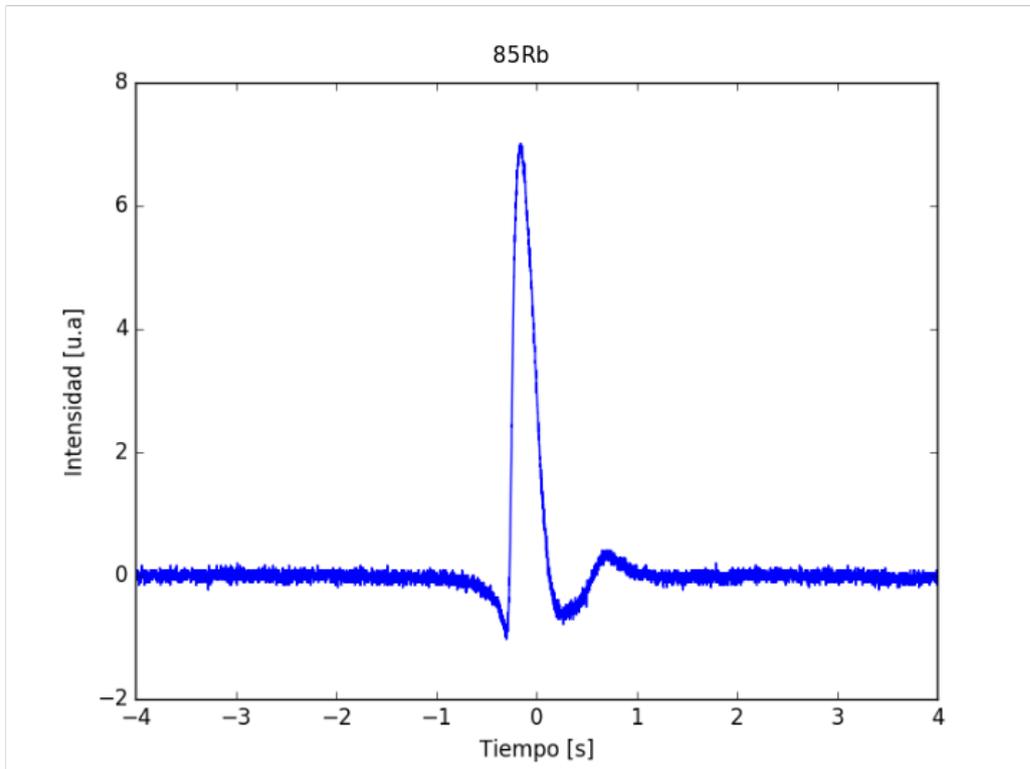


Figura 4.22: Espectro de Rydberg de fluorescencia infraroja de 780 nm para  $^{85}\text{Rb}$ , resultado del decaimiento en la transición  $5S_{1/2} : F = 3 \rightarrow 6P_{3/2} : F' = 4 \rightarrow 20S_{1/2} : F'' = 3$ .



# Capítulo 5

## Diseño experimental: Trabajo a seguir.

En el capítulo anterior detallé los avances que implementé para la mejora de la MOT. El presente capítulo abordará los experimentos restantes para la conclusión de la construcción y caracterización de la trampa. El texto comienza con el proceso experimental necesario para desintonizar el láser de enfriamiento; seguido del proceso de bombeo óptico a diferentes estados con el láser de rebombeo, haciendo énfasis en cómo para ambos procesos es necesario un modulador acusto óptico (AOM). El capítulo continúa con la descripción experimental del acoplamiento a fibra óptica de los haces de enfriamiento, rebombeo e imagen para su llegada a la MOT. Posteriormente se explica de forma general el proceso de obturación de haces y campo magnético requerido en el sistema de imagen. Continuando con la implementación de dicho sistema se da una descripción de la cámara CCD: sincronización, caracterización y de manera introductoria su incorporación al programa de LabView utilizado en la toma de imágenes. Más adelante se presenta el diseño experimental con el montaje final para la formación y caracterización de la nube de átomos fríos dentro de la trampa magneto-óptica (MOT). El capítulo finaliza con la descripción del proceso experimental propuesto para la obtención de estados de Rydberg en la nube de átomos fríos.

### 5.1. Desintonía y bombeo óptico a diferentes estados.

Como sabemos, en el proceso de enfriamiento láser es importante sintonizar la frecuencia del láser hacia el rojo, es decir, debajo de la resonancia atómica con respecto a la transición cíclica de enfriamiento. Una manera de

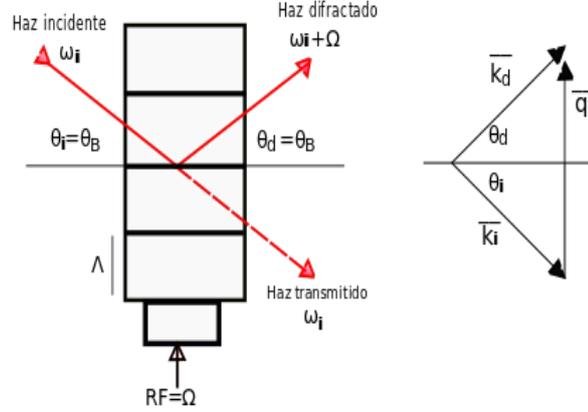


Figura 5.1: Diagrama del funcionamiento y conservación de momento de un AOM. El haz incidente con ángulo  $\theta_i$  positivo es difractado en diferentes órdenes con ángulo  $\theta_d$

lograr un control preciso en la frecuencia del láser de forma experimental es mediante el uso de un modulador acusto óptico (*AOM* por sus siglas en inglés). Un modulador acusto óptico es un dispositivo que permite la modulación en frecuencia, intensidad y dirección de un haz de luz utilizando una señal de radiofrecuencia (RF). El modulador consta principalmente de un cristal (típicamente de dióxido de telurio  $\text{TeO}_2$ ) a través del cual la luz incidente se propaga; cuando una señal acústica de radio frecuencia viaja dentro del medio se produce un cambio en el índice de refracción debido a la fuerzas de tensión/deformación mecánicas que ocasiona la onda sonora. Esta variación en el índice de refracción simula una rejilla capaz de difractar el haz de luz incidente en diferentes órdenes, como lo muestra la Figura 5.1. Si consideramos al cristal del modulador como un conjunto de placas paralelas reflectoras, separadas con el tamaño de la longitud de onda del sonido  $\Lambda$ , la luz incidente se reflejará si el ángulo de incidencia satisface la condición de Bragg para interferencia constructiva [61]:

$$n\lambda = \Lambda(\sin(\theta_i) + \sin(\theta_d))$$

Con  $n$  entero,  $\theta_i$  ángulo de incidencia y  $\theta_d$  ángulo difractado. Por conservación de energía se puede demostrar que  $\theta_i = \theta_d$  [62]. Por lo tanto  $n\lambda = 2\Lambda \sin(\theta_d)$ , entonces:

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (5.1)$$

Esta forma de interacción luz-sonido es conocida como difracción de Bragg. La ecuación 5.1 tiene su máximo valor cuando  $\theta = \theta_B$ , con  $\theta_B$  el ángulo de Bragg, para el cual las reflexiones de la luz en las placas presentan un corrimiento de  $2\pi$ , es decir, cuando exista una interferencia constructiva además de satisfacer que  $\theta_i = \theta_d = \theta_B$ . La condición de Bragg también implica que existe un sólo valor para el ángulo de deflexión, el cual es  $\Theta = 2\theta$  en el caso de ondas planas.

Por otro lado, el proceso de difracción va acompañado de un cambio/corrimiento en la frecuencia igual a la frecuencia del sonido. Esto debido a que la luz incidente de frecuencia  $\omega$  con un campo  $E \propto \exp(\omega t)$  después de ser reflejada/difractada la onda tiene un campo de  $E_d \propto \exp((\omega + \Omega)T)$  con frecuencia angular de  $\omega_d = \omega_i + \Omega$ . Desde el punto de vista cuántico, una onda de frecuencia angular  $\Omega$  y vector de onda  $\vec{q}$  también puede ser vista como un conjunto de fonones con energía  $\hbar\Omega$  y momento  $\hbar\vec{q}$ . Un fotón incidente de frecuencia  $\omega$  y vector de onda  $\vec{k}_i$  interactúa con un fonón de frecuencia  $\Omega$  y vector de onda  $\vec{q}$  para generar un nuevo fotón de frecuencia  $\omega_d$  y vector de onda  $\vec{k}_d$ . La conservación de energía y momento requiere que:

$$\begin{aligned}\hbar\omega_d &= \hbar\omega_i + \hbar\Omega \\ \hbar\vec{k}_d &= \hbar\vec{k}_i + \hbar\vec{q}\end{aligned}\tag{5.2}$$

Por lo anterior:

$$\begin{aligned}\omega_d &= \omega_i + \Omega \\ \vec{k}_d &= \vec{k}_i + \vec{q}\end{aligned}$$

En la Figura 5.1 se muestra un diagrama esquemático de un AOM bajo esta configuración.

Otra posible configuración geométrica para un AOM sucede cuando  $\theta_i$  es negativo como se muestra en la Figura 5.2. En este caso el corrimiento está por debajo del valor incidente:

$$\begin{aligned}\omega_d &= \omega_i - \Omega \\ \vec{k}_d &= \vec{k}_i - \vec{q}\end{aligned}\tag{5.3}$$

El AOM que se utilizará para desintonizar el haz de enfriamiento es el modelo *ATM-601A2* de la compañía *IntraAction* y se muestra en la Figura 5.3.

Está compuesto por un cristal de dióxido de telurio ( $\text{TeO}_2$ ) como medio de interacción y un transductor piezo eléctrico usado para generar la señal de RF

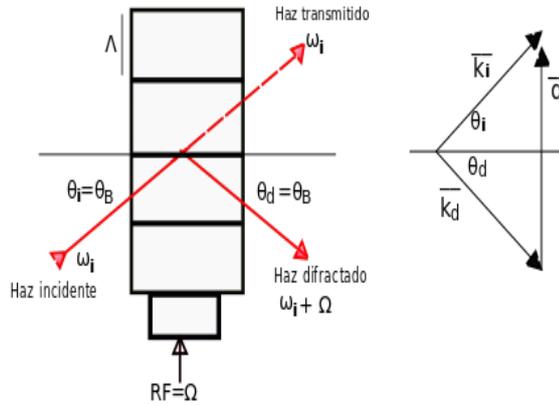


Figura 5.2: Diagrama del funcionamiento y de conservación de momento de un AOM. El haz incidente a un ángulo  $\theta_i$  negativo es difractado en diferentes órdenes a un ángulo  $\theta_d$



Figura 5.3: Modulador acusto óptico (AOM) de la marca IntraAction utilizado para desintonizar hacia el rojo la frecuencia del haz de enfriamiento.

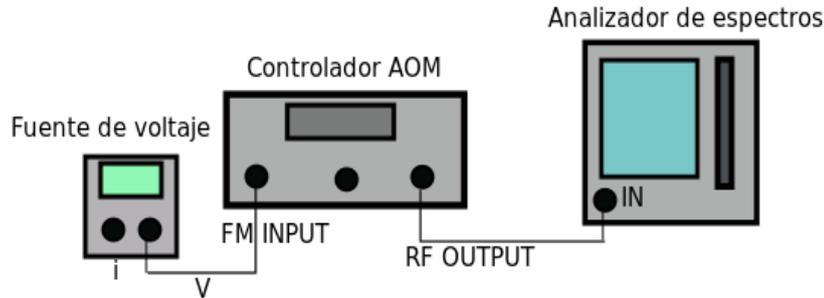


Figura 5.4: Proceso experimental para la caracterización del cambio en frecuencia con respecto al voltaje del controlador del AOM. Para una frecuencia central del controlador (por ejemplo 60 MHz), se hace un barrido en voltaje con la fuente conectada a la entrada FM del controlador, la señal de salida de radiofrecuencia RF se monitorea en un analizador de espectros.

que viaja dentro del cristal. La frecuencia central de operación es de 60 MHz con ancho de banda de  $60 \pm 15$  MHz; presenta una apertura circular activa de 1 mm. El rango de longitud de onda para su operación es de 700 – 1100 nm con una eficiencia del 80 % [63]. La señal de radio frecuencia es generada por el controlador *IntraAction* modelo *DE-601E6*, el cual funciona mediante un voltaje de oscilación controlada y hace uso de un amplificador de radio frecuencia [64]. Ver apéndice D.

El comportamiento del cambio en frecuencia con respecto al voltaje aplicado debe presentar una tendencia lineal [62]. La Figura 5.4 presenta la configuración mediante la cual se realizó el proceso de caracterización del controlador en cuestión. El procedimiento comienza fijando una frecuencia central en el controlador, posteriormente se hace un barrido para diferentes valores de voltaje con una fuente de poder conectada a la entrada FM del módulo, la respuesta en radiofrecuencia se visualiza en un analizador de espectros (Rohde and Schwarz FSL3).

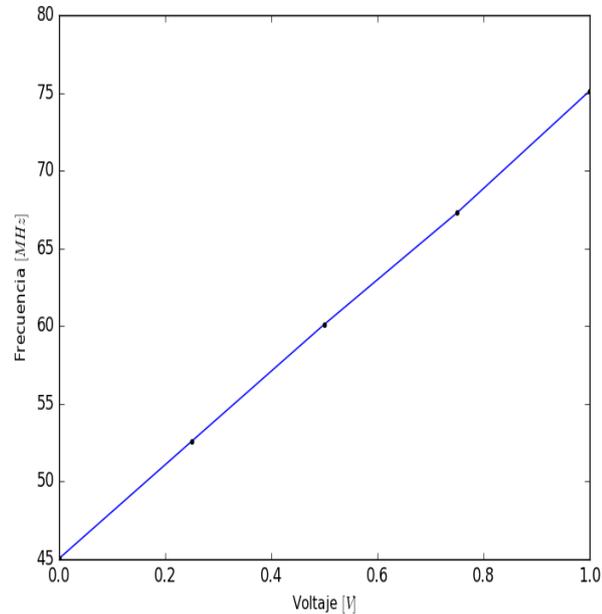


Figura 5.5: Señal de radiofrecuencia con respecto al voltaje aplicado al controlador del AOM para una frecuencia central de 60 MHz.

La Figura 5.5 muestra la respuesta obtenida del cambio en frecuencia con respecto al voltaje aplicado para una frecuencia central de 60 MHz. Verificando así tanto la linealidad del cambio en frecuencia con respecto al voltaje aplicado como los valores proporcionados por el fabricante [64].

La Figura 5.6 representa un tipo de arreglo óptico en el que se puede montar un AOM, configuración que se conoce como AOM en un paso. En este diseño el haz de luz incide directamente sobre el AOM; el orden cero es bloqueado dejando pasar solamente el haz que corresponda al máximo orden de eficiencia. Con el objetivo de colimar el haz se pueden colocar un par de lentes (1) antes y después de que la luz pase por el AOM. No obstante, en términos de la estabilidad de la alineación este tipo de arreglo no es muy conveniente debido a que las desviaciones ópticas (propias de los cambios en frecuencia) cambian la dirección de propagación del haz, ocasionando que la alineación no se mantenga del todo fija (comprometiendo el control fino del experimento) y en casos extremos que se tenga que ajustar frecuentemente. Este inconveniente es corregido usando un AOM en configuración de doble paso. En esta configuración el haz viaja a través del dispositivo dos veces y

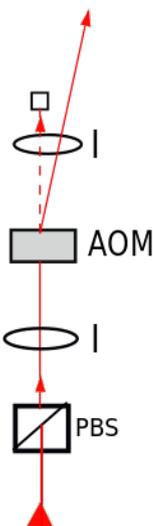


Figura 5.6: Arreglo óptico de un AOM en un paso. El haz de luz incide directamente sobre el AOM; el orden cero es bloqueado y solo se permite el paso del haz que corresponda al máximo orden de eficiencia (primer orden). El elemento PBS corresponde a un cubo polarizador y los elementos l corresponden a un par de lentes colimadoras.

la desviación es compensada en el segundo viaje (paso).

Con la modulación en doble paso tenemos el doble en el corrimiento en frecuencia por lo que aumenta el rango de las mismas. En particular para el AOM *IntraAction* con frecuencia central de 60 MHz, el rango de frecuencias es de  $120 \pm 30$  MHz.

La Figura 5.7 introduce el esquema experimental que se propone implementar en la construcción de la trampa, el cual es utilizado en [65]. El haz a modular es separado en sus componentes de polarización horizontal y vertical por un cubo polarizador (PBS), la componente transmitida con polarización horizontal atraviesa un telescopio Galileano formado por dos lentes (l1 y l2). La luz que sale del telescopio incide sobre el AOM y es difractada en sus diferentes órdenes. El orden cero es bloqueado mientras que el primer orden de difracción es reflejado de vuelta por un espejo (E) y una lente (l3) que en conjunto corrigen los desplazamientos espaciales permitiendo que el haz modulado regrese por el mismo camino y pueda ser modulado en una segunda ocasión. En su trayecto de regreso, el haz modulado también pasa por una placa retardadora de un cuarto de longitud de onda ( $\lambda/4$ ) donde su polarización cambia a una polarización vertical. Por lo anterior, al salir del AOM, el haz doblemente modulado es reflejado por el cubo polarizador

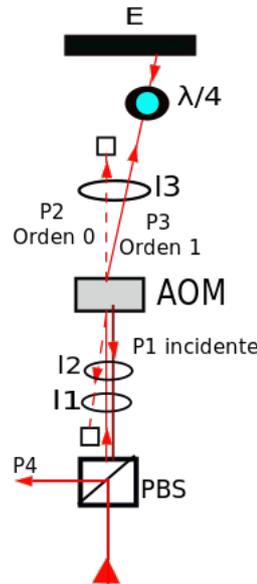


Figura 5.7: Arreglo óptico de un AOM en doble paso. El haz incidente se divide en un cubo polarizador (PBS); la componente de polarización vertical incide sobre un telescopio Galileano formado por las lentes I1 y I2, posteriormente es difractado por el AOM. El orden cero es bloqueado y el orden 1 (ahora con polarización vertical como consecuencia de su paso por una placa retardadora  $\lambda/4$ ) es reflejado de vuelta y por el mismo camino a través de un espejo (E) y una lente (I3). Este haz doblemente modulado es reflejado por el cubo polarizador y enviado en una dirección perpendicular al haz incidente. Las etiquetas  $P1 - P4$  representan las potencias de los haces.

(PBS) y enviado en una dirección ortogonal al haz no modulado de entrada. Los indicadores  $P_i$  con  $i = 1, 2, 4$  señalan los lugares en donde será relevante medir la potencia de los haces para determinar la eficiencia del modulador.

Un telescopio Galileano permite reducir el diámetro del haz ( $1/e^2$ ) de acuerdo con:

$$2\omega_0 = d = \frac{4\lambda f}{\pi D} \quad (5.4)$$

con  $\lambda$  longitud de onda de la luz,  $f$  distancia focal de la lente y  $D$  diámetro del haz que incide en la lente. La principal ventaja que brinda su implementación es conseguir que el haz quede enteramente contenido en la apertura circular activa del modulador y se alcance un máximo en la eficiencia de difracción. Otra ventaja que ofrece la aplicación de este tipo de telescopio es la reducción del espacio entre elementos ópticos además de la colimación

del haz. Siguiendo la recomendación de [65] se planea montar el telescopio con dos tipos de lentes: una plano convexa con distancia focal  $50 < f \leq 100$  mm y una plano cóncava con  $-50 \leq f < -15$  mm. En particular se usará  $f = 100$  mm y  $f = -50$  mm respectivamente. La tercera lente permite aumentar el rango de frecuencias de operación del modulador así como corregir los desplazamientos espaciales<sup>1</sup>. En el presente experimento se utilizará una lente plano convexa de  $f \in [120, 75]$  mm<sup>2</sup>. Con la configuración de lentes propuesta para el telescopio y con base en la ecuación 5.4, el diámetro del haz se reduce en un factor de 2. Una vez que el haz entra y sale del AOM en la configuración de doble paso, es posible medir su eficiencia [66]:

$$\begin{aligned} \text{Eficiencia de difracción} &= P_3/P_2 \\ \text{Eficiencia en doble paso} &= P_4/P_1 \\ \text{Eficiencia en un paso} &= P_3/P_1 \\ \text{Transmisión} &= P_2/P_1 \end{aligned} \tag{5.5}$$

La ubicación que se tiene determinada para el AOM en doble paso en nuestro sistema experimental es a la salida del MOA. Con el objetivo de que el haz quede contenido dentro de la apertura activa del modulador, el tamaño del haz (tanto horizontal como vertical) proveniente del amplificador fue medido con el método de la navaja (inmediatamente a la salida). El principio de esta medición es el siguiente: inicialmente se mide la potencia (máximo) de un haz de luz láser en un detector. Posteriormente con ayuda de una navaja plana (lisa), adherida a un micrómetro, se bloquea paulatinamente el haz de luz para diferentes distancias de desplazamiento<sup>3</sup> de la navaja y se registra la potencia de la luz transmitida para cada una de ellas; una vez que el haz es bloqueado totalmente se alcanza un mínimo en la potencia transmitida [67]. La Figura 5.8 esquematiza el proceso experimental involucrado en la técnica de la navaja.

Un haz de luz láser es también denominado un haz Gaussiano debido a que la forma de su perfil de intensidad puede ser modelada a través de una función Gaussiana [62]. Con base en esto, la integral del perfil de intensidad Gaussiano con respecto a las coordenadas espaciales corresponde la potencia del haz de luz y está dada por:

---

<sup>1</sup>El rango de frecuencias de operación del AOM es independiente de la lente.

<sup>2</sup>Se piensa comenzar las pruebas del sistema con 75 mm por el interés de tener un diseño compacto.

<sup>3</sup>En el plano perpendicular a la dirección del haz.

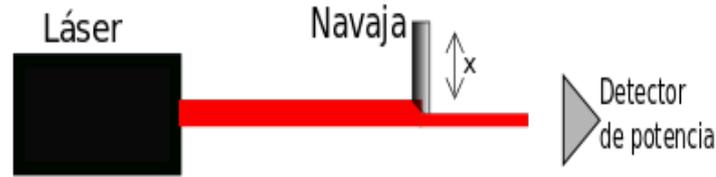


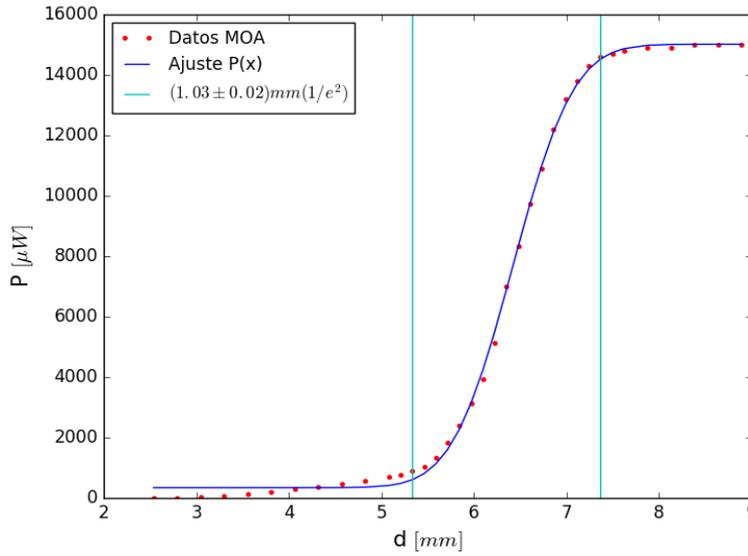
Figura 5.8: Arreglo experimental para la aplicación de la técnica de la navaja. Un haz de luz láser es bloqueado progresivamente al desplazar una navaja en dirección perpendicular a la dirección del haz. Los cambios en la potencia para diferentes distancias se registran en un medidor de potencia.

$$P(x) = \frac{P}{2} \left( 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{2}(x - x_0)}{w} \right) \right)$$

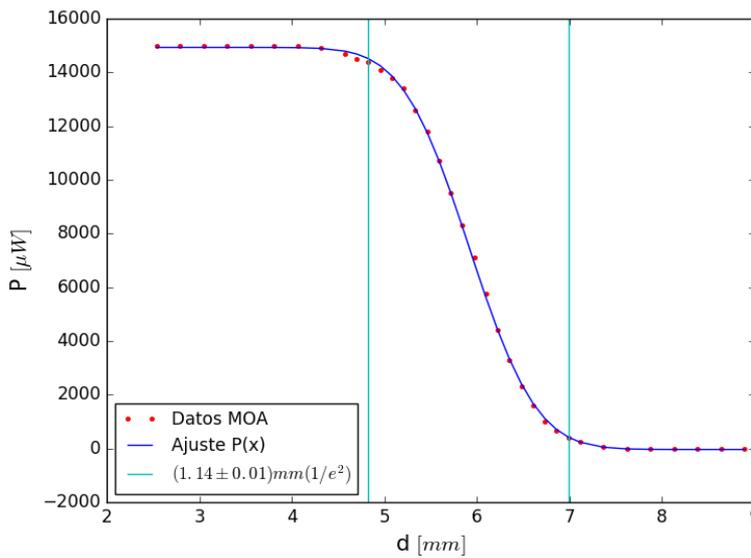
donde  $P$  es la potencia máxima del haz;  $x_0$  es la posición de la navaja en el centro del haz;  $\operatorname{erf}$  es la función error y  $w$  es el radio del haz.

La Figura 5.9 presenta las curvas obtenidas durante la medición de la longitud del perfil horizontal y vertical del haz del MOA mediante la técnica de la navaja. Los puntos rojos corresponden a los valores experimentales de la potencia del haz, mientras que la curva continua de color azul corresponde al ajuste de los datos a través de la función  $P(x)$ . Del ajuste se obtuvo que el haz presenta un radio de  $(1.03 \pm 0.02)$  mm ( $1/e^2$ ) en la dirección horizontal y un radio de  $(1.14 \pm 0.01)$  mm ( $1/e^2$ ) en la dirección vertical. Por lo tanto, podemos determinar que el haz proveniente del amplificador que incidirá sobre el AOM tiene un radio de aproximadamente 1 mm ( $1/e^2$ )<sup>4</sup>. El ajuste se llevó a cabo a través de un programa escrito en el lenguaje de Python mediante el paquete *curvefit*, el cual realiza una regresión no lineal por mínimos cuadrados para el ajuste de una función y está disponible en la librería *scipy*. Además de los parámetros ajustados, *curvefit* también proporciona la matriz de covarianza de donde se puede extraer la desviación estándar de cada parámetro de ajuste.

<sup>4</sup>Aproximadamente 2 mm de diámetro.



(a)



(b)

Figura 5.9: Curva de la potencia del haz MOA obtenida a través de la técnica de la navaja para 5.9(a): la medición de la longitud del perfil horizontal del haz y 5.9(b): la medición de la longitud del perfil vertical. Los puntos rojos corresponden a los valores experimentales de la potencia. La línea azul continua representa el ajuste con base en la función  $P(x)$ .

En el experimento de atrapamiento de átomos propuesto en esta tesis se trabajará con el átomo de rubidio en ambos isótopos, cuyos diagramas de niveles se encuentran en las Figuras 1.5 y 1.6. En el caso de  $^{85}\text{Rb}$  la transición de enfriamiento es

$$5S_{1/2} : F = 3 \longrightarrow 5P_{3/2} : F' = 4 \quad (5.6)$$

Mientras que para  $^{87}\text{Rb}$  es:

$$5S_{1/2} : F = 2 \longrightarrow 5P_{3/2} : F' = 3 \quad (5.7)$$

En una MOT, dichas transiciones se excitan con una desintonía hacia el rojo. El rango de desintonía para un buen atrapamiento de acuerdo a lo reportado en [1, 68], es del orden de  $-10$  a  $-15$  MHz. Con base en las ecuaciones 5.2 y 5.3 la relación entre la desintonía y la frecuencia  $\Omega' = 2\Omega$  del AOM, está dado por:

$$\Omega' = \omega_0 + \delta \quad (5.8)$$

Con  $\delta < 0$  y  $\omega_0$  la separación entre niveles hiperinos del estado excitado  $5P_{3/2}$ .

Si para  $^{85}\text{Rb}$  anclamos el láser a la transición  $F = 3 \longrightarrow F' = 3$  donde  $\omega_0 \approx 121$  MHz, para obtener un corrimiento al rojo de  $-10$  MHz con respecto a la transición de enfriamiento 5.6, una frecuencia de  $\Omega' \approx 111$  MHz debería ser aplicada al AOM. Mientras que para una desintonía de  $-15$  MHz se requiere  $\Omega' \approx 106$  MHz.

Otra transición posible para el anclado sería  $F = 3 \longrightarrow F' = (3, 2)$  donde  $\omega_0 \approx 150$  MHz, entonces tendríamos  $\Omega' \approx 140$  MHz para  $\delta = -10$  MHz y  $\Omega' \approx 135$  MHz para  $\delta = -15$  MHz.

Un punto de anclado adicional es  $F = 3 \longrightarrow F' = (4, 2)$  con  $\omega_0 \approx 92.2$  MHz, entonces  $\Omega' \approx 90.2$  MHz para  $\delta \approx -2$  MHz.

Debido a que el rango de frecuencias de nuestro AOM en doble paso es  $[90, 150)$  MHz, se puede realizar un escaneo más amplio en el valor de la desintonía dentro de un intervalo aproximado de  $-60$  a  $-2$  MHz, dependiendo de la transición en donde esté anclado el láser.

En el caso de  $^{87}\text{Rb}$  para poder lograr una desintonía hacia el rojo con respecto a la transición de enfriamiento 5.7, el anclado debe realizarse en  $F = 2 \longrightarrow F' = (2, 3)$  donde  $\omega_0 \approx 133.35$  MHz. Si tomamos un  $\delta = -10$  MHz entonces  $\Omega' \approx 123.35$  MHz y para  $\delta = -15$  MHz requerimos  $\Omega' \approx 118.35$  MHz. Considerando de nuevo el rango de frecuencia del modulador, en  $^{87}\text{Rb}$  se podría realizar un barrido para la desintonía en el intervalo de  $-40$  a  $-2$  MHz.

## 5.2. Bombeo óptico con el láser de rebombeo.

En el capítulo anterior se hizo énfasis en la importancia del láser de rebombeo para mantener un ciclo cerrado de absorción-emisión en la transición de enfriamiento. Se mencionó que para  $^{85}\text{Rb}$  la transición de rebombeo más usada es:

$$F = 2 \longrightarrow F' = 3 \quad (5.9)$$

Y en  $^{87}\text{Rb}$  es:

$$F = 1 \longrightarrow F' = 2 \quad (5.10)$$

Con un análisis similar al que se realizó para la aplicación de un AOM en el láser de enfriamiento es posible lograr con el láser de rebombeo un proceso de bombeo óptico a diferentes estados atómicos. En esta parte del experimento se propone usar un modulador de la marca *Intra.Action* de  $78 \pm 19$  MHz y compatible con longitudes de onda entre 700 – 1100 nm.

A lo largo de la planeación del experimento se determinó que el modulador opere en un solo paso. Si bien en términos del control de la alineación es recomendable suprimir el inconveniente de la variación espacial que presentan los diferentes órdenes de difracción, el usar el AOM en doble paso nos reduciría considerablemente las transiciones posibles de anclado principalmente en el isótopo de  $^{85}\text{Rb}$  <sup>5</sup>.

Con base en lo anterior, al implementar el modulador en un solo paso las transiciones posibles de anclado para  $^{85}\text{Rb}$  son:  $F = 2 \longrightarrow F' = (2, 1)$ ,  $F = 2 \longrightarrow F' = 1$ ,  $F = 2 \longrightarrow F' = 2$  con  $\Omega' \approx 78.0, 92.6$  y  $63.4$  MHz respectivamente.

En  $^{87}\text{Rb}$  la única posibilidad de anclado es  $F = 1 \longrightarrow F' = (2, 1)$  con  $\Omega' \approx 78.4$  MHz.

## 5.3. Haz de imagen.

En el proceso de caracterización, es preferible que el haz de imagen esté sintonizado a la transición  $F = 3 \longrightarrow F' = 4$  y  $F = 2 \longrightarrow F' = 3$  para  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$  respectivamente. El control fino en la frecuencia del láser que nos permite realizar un modulador acusto óptico también se puede aplicar con el haz de imagen. En esta parte del experimento se ocupará otro AOM de la misma marca que los anteriores y de  $60 \pm 15$  MHz en doble paso. Dado que el experimento de caracterización requiere al haz sintonizado en la

---

<sup>5</sup>Ver diagramas de energía

frecuencia de transición, los puntos de anclado posibles para son, en  $^{85}\text{Rb}$ :  $F = 3 \rightarrow F' = 3$  y  $F = 3 \rightarrow F' = (4, 2)$ ; en  $^{87}\text{Rb}$ :  $F = 2 \rightarrow F' = (2, 3)$ .

## 5.4. Acoplamiento a fibra.

En el esquema experimental propuesto la llegada de los haces a la MOT se hará mediante fibra óptica que mantiene la polarización para 780 nm, en particular se utilizarán divisores y combinadores de haz de fibra óptica en configuración  $2 \times 2$  de la marca *Oz Optics*. La configuración  $2 \times 2$  consiste en un combinador de fibra óptica con dos puertos de entrada y dos puertos de salida, una de las ventajas es que una sola entrada de la fibra óptica puede ser dividida en dos salidas o viceversa. Los colimadores de fibra que se usarán son de la marca *Schäfter + Kirchhoff*: dos modelos *60 FC-Q780-4-M125-54* de distancia focal  $f = 12.5$  cm y de diámetro del haz de salida de  $D = 2.25$  cm; y un modelos *60FC-Q780-M75-37* de distancia focal  $f = 7.5$  cm y de diámetro de salida de  $D = 1.35$  cm [69]. Así mismo cada uno de los colimadores trae integrada una placa retardadora  $\lambda/4$  para generar la polarización circular derecha e izquierda requerida requerida en el atrapamiento de átomos. Los dos haces colimados de diámetro de 2.25 cm incidirán en dos de las seis ventanas de la MOT de diámetro  $\approx 7$  cm, en las direcciones  $\vec{x}$ ,  $\vec{z}$ . El haz colimado de 1.35 cm de diámetro incidirá en la ventana más pequeña de la trampa tomada como dirección  $\vec{y}$ . Los tres haces restantes se obtienen de reflejar los haces incidentes, además de hacer pasar cada haz reflejado por una placa retardadora de  $\lambda/4$  (ubicada en el camino de regreso). La ventaja de tener haces con un diámetro grande es que el área de interacción con los átomos es mayor además recordemos que la puesta en funcionamiento del amplificador óptico le da a nuestro experimento un intervalo bastante amplio de potencias de operación.

En la caracterización de la configuración anterior de la MOT de nuestro laboratorio llevada a cabo en [1] se exploraron intensidades en un intervalo aproximado de  $3 - 30$  mW/cm<sup>2</sup>. Con el diseño propuesto en este trabajo se pueden explorar intensidades en ese mismo intervalo; en un intervalo mayor e incluso llegar a un valor tan alto como  $100$  mW/cm<sup>2</sup>  $\approx 60 I_{\text{sat}}$  o  $200$  mW/cm<sup>2</sup>  $\approx 119 I_{\text{sat}}$ <sup>6</sup>, estos últimos valores de intensidad son reportados como los valores típicos para una MOT [70]. Por ejemplo, si queremos una intensidad del orden de  $60$  mW/cm<sup>2</sup>  $\approx 36 I_{\text{sat}}$  requerimos que en cada ventana de la MOT entren  $10$  mW/cm<sup>2</sup>. Considerando que  $I = \frac{P}{A}$  tenemos que en dos entradas

<sup>6</sup>A reserva del límite en potencia que puedan tener los elementos ópticos involucrados.

a la cámara necesitamos una potencia del orden de 40 mW, mientras que para el haz más pequeño necesitamos del orden de 15 mW. Bajo los mismos principios si quisiéramos una intensidad de aproximadamente  $200 \text{ mW/cm}^2 \approx 119 I_{\text{sat}}$ , necesitamos dos haces con aproximadamente 120 mW y uno de aproximadamente 43 mW de potencia. Sin pérdida de generalidad, con base en los dos valores de intensidad mencionados (pero aplicable a cualquier valor que se desee fijar) se propone el siguiente arreglo de divisores y combinadores de haz de fibra óptica en configuración  $2 \times 2$  mostrado en la Figura 5.10. El haz de enfriamiento con potencia  $P_1$  incidirá sobre el puerto  $A$  de una primera fibra óptica (1) con proporción 75 : 25. El haz de salida con potencia  $0.25P$  se acoplará al puerto  $B'$  de una segunda fibra óptica (2) con proporción 50 : 50. Por el puerto  $A'$  de la fibra (2) incidirá el haz de bombeo con potencia  $P_2$ , de esta forma tanto el haz de enfriamiento como el de rebombeo se combinarán y dejarán el arreglo por la salida  $y$ . Por otro lado, el haz de salida con potencia  $0.75P$  de la fibra (1), se acoplará al puerto  $A''$  de una tercera fibra con proporción 50 : 50 y saldrá de esta parte del arreglo por los puertos  $x$  y  $z$ . En resumen, la cantidad de fibras necesarias para la llegada de los haces a la MOT son 3 fibras ópticas: 1 con proporción 75 : 25 y 2 con proporción 50 : 50.

Suponiendo un acoplamiento del 60 % para obtener  $60 \text{ mW/cm}^2 \approx 36 I_{\text{sat}}$  requerimos una potencia para el láser de enfriamiento de aproximadamente 312 mW y para  $200 \text{ mW/cm}^2 \approx 119 I_{\text{sat}}$  necesitamos más o menos 890 mW.

Por otro lado, antes de entrar a la fibra óptica el haz de enfriamiento pasa por un AOM que tiene un 80 % de eficiencia, así  $60 \text{ mW/cm}^2 \approx 36 I_{\text{sat}}$  implica 390 mW y  $200 \text{ mW/cm}^2 \approx 119 I_{\text{sat}}$  requieren 1113 mW.

El haz de rebombeo en general tiene una potencia de salida de 7 a 11 mW<sup>7</sup> antes de pasar por todos los elementos ópticos que se necesitan para su anclado y llegada a la MOT. Así mismo, no se requiere que mucha potencia (con alrededor de cientos de  $\mu\text{W}$  es suficiente) incida en la cámara, como tampoco necesitamos que vaya por las seis direcciones posibles. Por lo anterior con acoplar el haz a una sola de las ramas en el arreglo de fibras ópticas basta para el funcionamiento de la trampa como se muestra en la Figura 5.10.

En lo que se refiere al haz de imagen, este también estará acoplado a una fibra óptica mediante el colimador *60FCQ780-4-M200-37* con distancia focal  $f = 200 \text{ cm}$  y diámetro del haz de salida de  $D = 3.59 \text{ cm}$ . Con respecto a la potencia requerida para su llegada a la trampa, con una potencia que permita alcanzar la intensidad de saturación sería suficiente.

---

<sup>7</sup>Dependiendo de la corriente de operación.

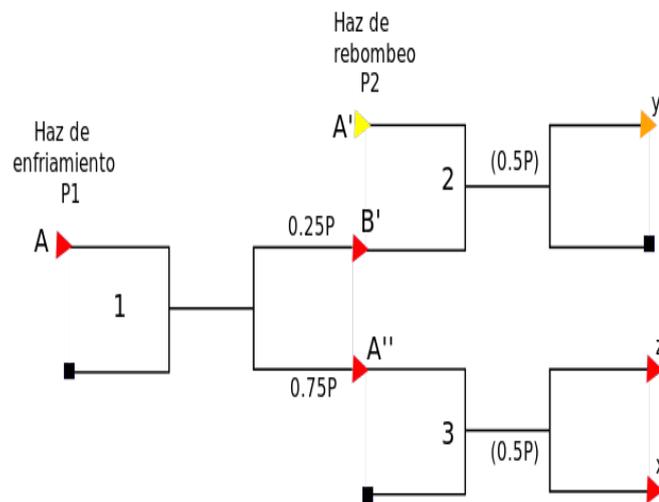


Figura 5.10: Arreglo de fibras ópticas para la llegada de los haces de enfriamiento y rebombeo a la trampa. El haz de enfriamiento con potencia  $P_1$  incide en la fibra óptica 1 por el puerto  $A$ , el haz de salida con potencia  $0.25P$  se acopla en el lado  $B'$  de la fibra 2. Por el puerto  $A'$  incide el haz de rebombeo con potencia  $P_2$  y se combina con el haz de enfriamiento, saliendo juntos por el puerto  $y$ . Por otro lado, el haz de enfriamiento con potencia  $0.75P$  incide sobre una tercer fibra óptica (3) por el puerto  $A''$  saliendo del arreglo por los puertos  $x$  y  $z$ .

## 5.5. Toma de imágenes: Cámara CCD.

### Imagen de absorción e imagen de fluorescencia.

Una cámara CCD es un dispositivo que reproduce imágenes a través de señales eléctricas. La cámara CCD consta de un chip semiconductor, en el cual la luz incidente o carga total incidente es almacenada sobre la superficie semiconductor en pequeños paquetes. Cada uno de estos paquetes representa un pixel y, en conjunto con la electrónica de la cámara se encargan de formar la imagen.

En el caso de una imagen de absorción, el número de átomos en la trampa detectado por un pixel de la cámara CCD está dado por

$$N = A\bar{n} \quad (5.11)$$

donde  $A$  es el área del pixel y  $\bar{n} = \int n(x, y, z)$  es la densidad de átomos proyectada sobre el pixel [71].

Por otro lado, un haz con intensidad  $I_0$  es absorbido por un gas atómico con base en la ley de Beer-Lambert:

$$\frac{dI(y)}{dy} = -\sigma n(y)I(y) \quad (5.12)$$

con  $\sigma = \frac{\sigma_0}{(2\delta/\Gamma)^2 + 1 + I/I_{sat}}$  la sección transversal de absorción.

Integrando la expresión 5.12 tenemos:

$$\int_{I_0}^{I_1} \frac{dI(y)}{I(y)} = -\sigma\bar{n}$$

entonces  $I_1 = I_0 \exp(-\bar{n}\sigma)$  por que  $\bar{n} = \frac{1}{\sigma} \ln\left(\frac{I_0}{I_1}\right)$  con  $I_1$  la intensidad registrada en el pixel cuando hay átomos presentes e  $I_0$  la intensidad registrada sin átomos.

La densidad óptica es una medición de la absorción o atenuación de la luz cuando atravieza un medio:

$$OD = \ln\left(\frac{I_0}{I_1}\right) = \sigma\bar{n}$$

Como se ha mencionado, el proceso de toma de imágenes consta de tres fotografías: del haz de prueba interactuando con la nube de átomos ( $I_{sombra}$ ), solamente del haz de prueba ( $I_{prueba}$ ) y la imagen en ausencia total de luz ( $I_{oscuridad}$ ). Por lo anterior, la intensidad resultante que se obtiene es:

$$I_R = \frac{I_{\text{prueba}} - I_{\text{oscuridad}}}{I_{\text{sombra}} - I_{\text{oscuridad}}}$$

Así,

$$OD = \ln\left(\frac{I_{\text{prueba}} - I_{\text{oscuridad}}}{I_{\text{sombra}} - I_{\text{oscuridad}}}\right)$$

Haciendo un barrido pixel por pixel una vez que el haz atraviesa el medio atómico, el número de cuentas registradas  $C^i$  por el  $i$ -ésimo pixel en cada una de las imágenes (sombra: s, prueba: p y oscuridad: o) es:

$$C^i = \alpha'^i I^i \quad (5.13)$$

donde  $\alpha'^i$  es la eficiencia de la cámara, propiedad que caracteriza la respuesta o sensibilidad de la CCD ante distintas longitudes (fotones incidentes) de onda del espectro electromagnético.

De esta forma, la densidad óptica por pixel es:

$$OD_i = \ln\left(\frac{C_p^i - C_o^i}{C_s^i - C_o^i}\right) \quad (5.14)$$

Sustituyendo en la ecuación 5.11 el número de átomos por pixel está dado por:

$$N^i = A\bar{n} = \frac{A}{\sigma} OD_i \quad (5.15)$$

El número total de átomos es:

$$N = \sum_i N^i \quad (5.16)$$

En el caso de la imagen por fluorescencia la intensidad resultante  $I_R$  está dada por:

$$I_R = I_{\text{fluorescencia}} - I_{\text{fondo}}$$

donde  $I_{\text{fluorescencia}}$  corresponde a la intensidad de la luz emitida por los átomos e  $I_{\text{fondo}}$  corresponde a la intensidad de la luz de fondo.

En esta situación, para obtener por medio de la imagen el número total de átomos se requiere tomar en cuenta parámetros diferentes con el objetivo de optimizar la fotografía. Dado que la cámara debe estar enfocada al interior de la trampa es necesario obtener el ángulo sólido para determinar la cantidad

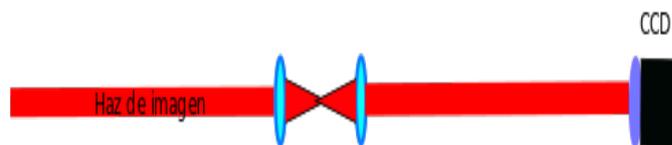


Figura 5.11: Arreglo óptico para la caracterización de la cámara CCD. El haz de luz láser incide directamente sobre la cámara para diferentes potencias y tiempos de exposición.

de luz colectada, conocer la tasa de dispersión, así como encontrar un tiempo de exposición adecuado. Con base en lo anterior el número de átomos es:

$$N \propto \frac{4\pi C}{\Omega_s R_{disp}}$$

con  $C$  el número de cuentas,  $\Omega_s$  el ángulo sólido y  $R_{disp}$  la tasa de dispersión. De acuerdo con lo anterior y sumando todos los pixeles se obtiene el número de átomos de la imagen de fluorescencia [72].

### Calibración en intensidad y potencia.

La cámara con la que se llevará a cabo el experimento de toma de imágenes por absorción (fluorescencia) es una cámara de la marca *Allied Vision Guppy* modelo *F-044B NIR*, cuyo tamaño de imagen es de  $752(H) \times 580(V)$  pixeles cada uno de dimensiones  $8.6 \mu\text{m} \times 8.3 \mu\text{m}$  [73]. La calibración de la cámara nos permitirá obtener un valor para el coeficiente  $\alpha'^i$  de tal forma que podamos conocer el número de cuentas generadas con respecto a la intensidad de la luz incidente. La Figura 5.11 muestra el esquema propuesto para la caracterización de nuestra cámara CCD, el cual se llevará a cabo tomando una serie de imágenes del haz de imagen incidiendo directamente sobre la cámara para diferentes potencias y tiempos de exposición [1, 74]. Con el fin de depurar la imagen a esta serie de imágenes se les debe restar una imagen en ausencia de luz. Se suman los pixeles en dirección horizontal y vertical (número de cuentas) para cada valor de potencia obteniendo una curva que debe ser ajustada mediante la ecuación 5.13.

Controlador PXI	Función
8106	Procesador/Memoria
8250	Software controlador de cámara
6251	Adquisición/generación de voltaje
1411	Adquisición de imágenes
6602	Temporizador/generación de pulsos temporales

Tabla 5.1: Controladores incluidos en el módulo PXI.

### Calibración en magnificación.

Para conocer el número de átomos por pixel, además del coeficiente  $\alpha^j$  es necesario conocer la magnificación de los pixeles en la imagen. Esta medición se realizará con el método descrito en [1]. La calibración consiste en colocar una pantalla con patrones bien calibrados de franjas horizontales y verticales, posteriormente se enfoca la imagen sobre la cámara CCD y se toman fotografías de una de las líneas (tanto horizontal como vertical). Se mide el ancho en número de pixeles en la imagen y se multiplica por las dimensiones de un pixel. La magnificación es el cociente entre el ancho de la franja medido con pixeles y el ancho real de la franja del patrón horizontal o del vertical.

### Obturación y toma de imágenes.

La toma de imágenes por absorción requiere que el tiempo de obturación de la cámara sea un proceso controlado, es decir, necesitamos operar a la cámara en un modo externo programable a través de un pulso digital. Para la generación de señales digitales se cuenta con un sistema *PXI modelo PXI 1042Q* de chasis de la marca National Instruments. El PXI consta de varios controladores para la adquisición y generación de señales 5.1 [75, 76, 77, 78, 79, 80]

El proceso de obturación y toma de imágenes se logra a través de un programa en LabView que permita la comunicación entre el sistema PXI y la cámara a utilizar. De esta forma cuando se genera un pulso temporal con el controlador PXI 6602 este se envía a la cámara, la imagen es tomada y se transfiere al controlador PXI 1411. Dado que el tiempo de obturación de la cámara es el mismo que el tiempo de duración del pulso enviado, este debe estar sincronizado con el reloj interno de la cámara, es decir, requerimos que el pulso digital coincida con el pulso temporal propio de la cámara de tal forma que cuando el pulso digital lo marque la imagen sea tomada <sup>8</sup>[74].

<sup>8</sup>Esto ya considerando que existe un tiempo de retraso entre la señal enviada por el

Si bien la cámara Guppy ya ha sido caracterizada/ sincronizada previamente en el laboratorio, será necesario repetir el proceso con el nuevo haz de imagen para poder incluir la información en el programa de control existente.

## 5.6. Obturación de haces y campo magnético.

La caracterización de la MOT implica una obturación de todas las fuentes de luz que inciden en la cámara así como una obturación del campo magnético.

### Obturación de campo magnético.

En la actualidad, la trampa magneto-óptica de nuestro laboratorio cuenta con un circuito de obturación de campo magnético. Dicho sistema fue desarrollado y caracterizado en el proyecto de servicio social del estudiante Luis Armando Vieyra Rebollo. Durante la caracterización de la trampa magneto-óptica por parte del estudiante Ricardo Santillán el circuito fue nuevamente caracterizado e incorporado en el sistema completo de obturación (haces y campo magnético), utilizando el módulo PXI y el programa con base en el lenguaje de LabView. En la Figura 5.12 se muestra el circuito de obturación. En términos generales, el circuito opera a través de un FET (transistor de efecto de campo), el cual se conecta en serie con las bobinas de atrapamiento (drain: d) y con una resistencia de salida (source: s). El FET funciona por medio de una señal TTL (gate: g) dada por una fuente de voltaje (también se conecta en serie con las bobinas). La señal TTL es filtrada por medio de un amplificador proporcional y un amplificador integrador [1]. El TTL es una señal de voltaje de 0 V o 5 V y dependiendo del valor que se tenga la corriente fluye o no a través de las bobinas, es decir, se genera o no el campo magnético. En la caracterización que se realizó al circuito se reporta que el tiempo de respuesta es de aproximadamente 66  $\mu$ s.

### Obturadores mecánicos.

Al igual que con la obturación del campo magnético, los obturadores mecánicos para los haces láser con los que cuenta la trampa fueron caracterizados en [1]. La Figura 5.13 presenta el diseño y construcción de los obturadores, el cual está basado en el propuesto por [81].

El obturador es una pequeña bocina de computadora recortada con diámetro del imán de 4.5 cm, en la bocina se encuentra pegado un pequeño rectángulo

---

controlador PXI y la respuesta de la cámara CCD.

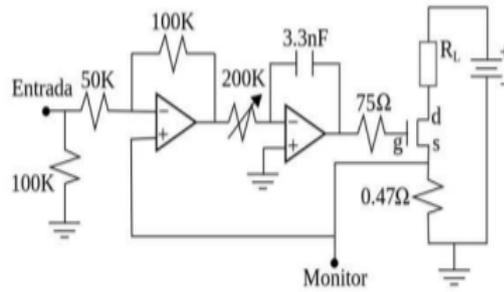


Figura 5.12: Circuito de obturación del campo magnético. Tomado de [1].

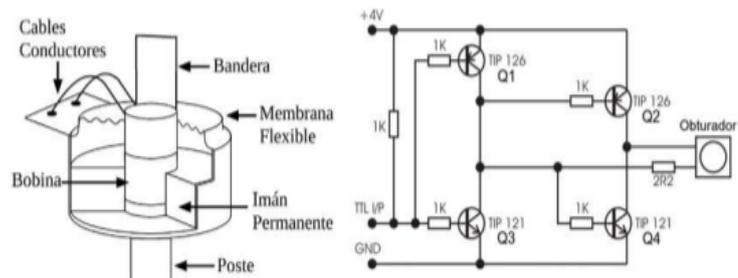


Figura 5.13: Diseño del obturador para haces láser: bandera-bocina. Circuito del obturador. Tomado de [1].

lo ("banderita") oscuro y rígido de tal forma que cuando la bobina está encendida la fuerza inducida hace que la bandeja suba o baje permitiendo obturar el haz en cuestión. El circuito de obturación controla el sentido de la corriente suministrada a las bobinas debe ser alimentado con aproximadamente 4.5 V y 500 mA.

La eficiencia del obturador, es decir, su velocidad de obturación está dada como la razón entre el ancho del haz ( $1/e^2$ ) y el tiempo de obturación [81]. Dado que la velocidad del obturador depende del ancho del haz y considerando que el haz con el que se llevó a cabo la caracterización previa no es el mismo con el que se trabaja en la actualidad, aunado al hecho de que habrá diferentes elementos ópticos que pueden "afectar" al tamaño del haz (tales como el AOM). Se propone que la caracterización se realice de nuevo siguiendo los mismos pasos llevados a cabo en su momento: para medir el ancho del haz se utilizará la técnica de la navaja una vez que el haz haya salido del modulador acusto óptico <sup>9</sup>, la medición del tiempo de obturación se realizará colocando un detector que monitoree la potencia del haz después del obturador, dicha señal se enviará a un osciloscopio para monitorearla en función del tiempo que tarde el proceso de obturación. La eficiencia del circuito se puede optimizar variando el voltaje del mismo. Con base en esto y en las mejoras hechas al sistema, se espera obtener las siguientes condiciones: un tiempo de obturación del orden de 100 – 200  $\mu s$  [39], con una velocidad de alrededor de 2 mm/ms y un retraso en la respuesta del circuito de máximo 2.4 ms [1]. El proceso de debe de realizar con los tres haces que se dirigen a la trampa (haz de enfriamiento, rebombeo e imagen) e incorporar la información necesaria en el programa de control.

## Obturación de AOM.

El control del experimento requiere además de la obturación mecánica de los haces, una obturación adicional a través del AOM con el objetivo de bloquear cualquier otra fuente de luz que pudiera llegar a la trampa por parte de los órdenes de difracción no utilizados en el experimento. El controlador del modulador permite el uso de una señal digital para el control de la señal de radio frecuencia. La señal digital debe ser una señal TTL de nivel 1 o 0 que active o desactive la señal RF, es decir, encender o apagar el AOM. La señal digital de entrada al controlador se puede generar con el módulo PXI 6251, ver tabla 5.1 y la comunicación con el controlador del AOM se da por medio de un programa en LabView. Es importante mencionar que el módulo PXI 6251 también es usado para generar los voltajes que permiten el control

---

<sup>9</sup>El objetivo es obturar el haz pasando el AOM.

digital de los obturadores mecánicos y el circuito de obturación del campo magnético.

## 5.7. Programa de control.

En lo que se refiere al control temporal del experimento el laboratorio cuenta con un programa de control [1]. Este programa, desarrollado en la plataforma de LabView engloba a los dispositivos que llevan a cabo los procesos de obturación y toma de imágenes: obturación de campo magnético, de haces y cámara CCD. En términos generales, el programa genera tres grupos de pulsos digitales mostrados en la Figura 5.14.

El primer grupo de pulsos toma la imagen de sombra; el segundo toma la imagen de prueba y el tercero la imagen de oscuridad. A partir de estas imágenes el programa obtiene la densidad óptica, a la suma de los pixeles verticales y horizontales el programa les realiza un ajuste Gaussiano de donde se extraen las dimensiones de la nube.

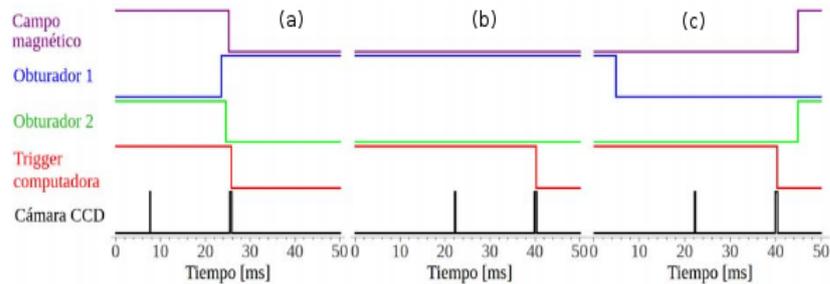


Figura 5.14: Secuencia de pulsos digitales para la adquisición de las imágenes de (a) sombra, (b) prueba y (c) oscuridad. Tomado de [1].

Si bien el programa de control es funcional, fue desarrollado para la antigua configuración de la trampa por lo cual es necesario hacer ciertas modificaciones con base en el nuevo diseño propuesto:

- 1.- Es necesario incluir un obturador mecánico extra (obturador 3), ya que el haz de bombeo no incidirá en la cámara en todas las direcciones posibles.
- 2.- Es necesario incluir los pulsos digitales de obturación para los tres moduladores acusto ópticos. La propuesta de programa de obturación, desarrollado en el lenguaje de Labview, se muestra a detalle en el

apéndice E<sup>10</sup> y consta de dos modalidades de operación. La primera modalidad obtura el modulador intercalando entre un voltaje  $V = 0$  V y un voltaje constante  $V = 1$  V con un tiempo de espera entre cada cambio de voltaje. En la segunda modalidad el AOM opera con un voltaje constante igual a uno que lo mantiene emitiendo continuamente a una frecuencia fija. El usuario podrá elegir entre el modo que desee: obturación o continuo, dependiendo de las necesidades del experimento.

- 3.- Así mismo es necesario volver a caracterizar la cámara CCD para su sincronización e incluir los nuevos parámetros al programa.

---

<sup>10</sup>Este programa es una propuesta, debido a que es necesario llevar a cabo una caracterización del AOM: su velocidad de obturación, tiempo de obturación y retraso ante señales digitales.

## 5.8. Formación y caracterización de la nube: Montaje final.

La Figura 5.15 muestra el esquema final propuesto para la formación y caracterización de la nube de átomos fríos. En la sección (1a) del experimento el láser maestro (LE), representado por líneas rojas, es dividido en dos componentes por un cubo polarizador (PBS); la parte reflejada llega al amplificador óptico (MOA), posteriormente el haz de salida del amplificador incide sobre otro cubo de polarización cuya componente horizontal atraviesa un modulador acusto-óptico (AOM) en doble paso en donde el haz doblemente modulado es desintonizado hacia el rojo y ocupado como láser de enfriamiento. El haz de atrapamiento es acoplado a fibra óptica (AF) y enviado al interior de la trampa. En paralelo, la parte transmitida del láser maestro llega a un cubo polarizador en donde la componente horizontal es anclada por espectroscopia de polarización una vez que interactúa con una celda con vapor de rubidio (Rb). Mientras tanto, la componente vertical será ocupada en el experimento de batimiento. Finalmente la última parte de la línea principal del láser maestro que es transmitida se refleja por un cubo polarizador para ser utilizada como haz de imagen. En la sección (1b) el haz de imagen incide sobre un AOM en doble paso y es guiado al interior de la cámara de vacío mediante un arreglo de espejos (E) en conjunto con una fibra óptica (AF). En la sección (2) el haz de rebombeo (LB), representado con líneas amarillas, se separa en dos brazos con ayuda de un cubo polarizador (PBS), el brazo reflejado va a la espectroscopia en una celda con vapor de rubidio (Rb); de la línea principal transmitida se toma una porción del haz que se combina en un cubo no polarizador (NPBS) con el haz del láser maestro destinado al experimento de batimiento necesario para el anclado del láser de rebombeo. Dicha señal de batimiento se acopla a fibra (AF) y se detecta en un fotodiodo rápido (EOT). El resto de la luz correspondiente a línea principal incide sobre un AOM en un solo paso y es llevada a la trampa por medio de una fibra óptica. En la sección (3) del experimento tiene lugar la formación de la nube de átomos fríos dentro de la MOT.

5.8. FORMACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE LA NUBE: MONTAJE FINAL.133

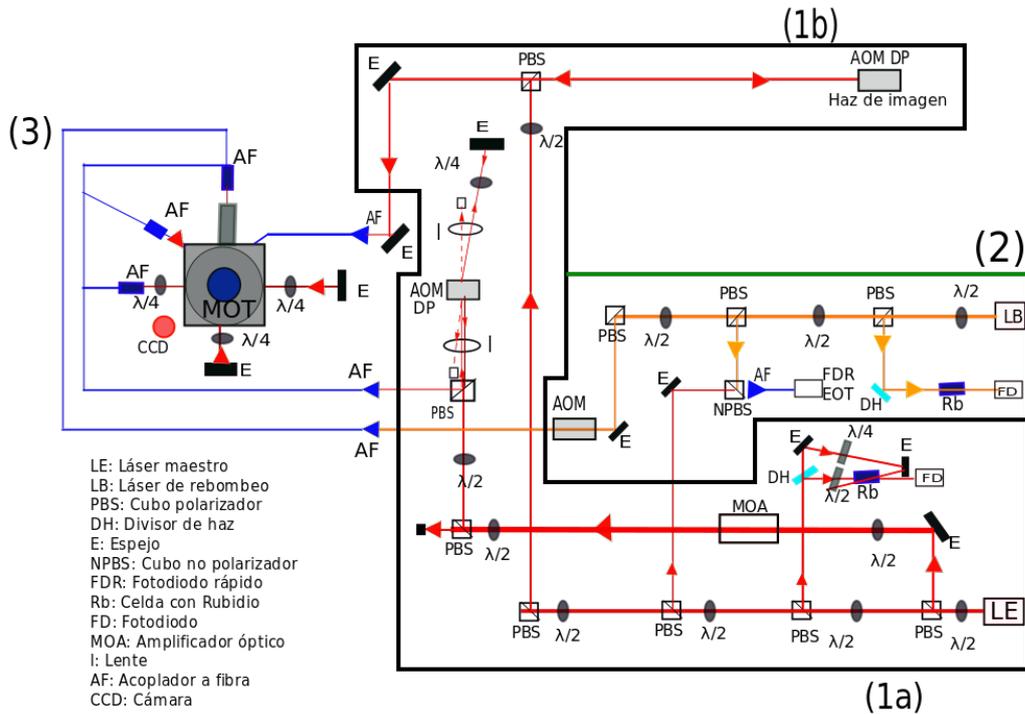


Figura 5.15: Diseño experimental final para la construcción y caracterización de la trampa magneto-óptica (MOT). Se muestra el camino que sigue el haz de enfriamiento cuando sale del láser maestro LE (líneas rojas) para su anclado (espectroscopia de polarización), amplificación óptica (MOA), desintonía (AOM) y llegada a la trampa magneto-óptica (MOT). Así mismo se señala la trayectoria por la que atraviesa el haz de rebombeo LE (líneas amarillas) para su anclado (proceso de batimiento) y llegada a la MOT. También se indica el camino de haz de imagen proveniente del láser maestro (LE) hacia la trampa.

## 5.9. Estados de Rydberg fríos.

El principal experimento que se llevará a cabo sobre la nube de átomos fríos en la nueva configuración de la MOT es la generación y detección óptica de estados de Rydberg. La Figura 2.7 indica el esquema de excitación a seguir que es similar al de detección de átomos de Rydberg en átomos calientes. La Figura 5.16 muestra los pasos experimentales que se describen a continuación y que se plantean como punto de partida para comenzar las pruebas que permitan lograr la producción de átomos de Rydberg fríos en la excitación de dos fotones. Inicialmente, a manera de monitoreo se visualizarán los estados de Rydberg en una celda con vapor de rubidio siguiendo lo reportado en [59] y en el capítulo anterior del presente trabajo. En [59] se utiliza un AOM en doble paso para obtener un segundo haz de 420 nm modulado en frecuencia ( $m = -1$ ) por debajo del haz principal ( $m = 0$ ), ambos haces interactúan con los átomos por lo que cada uno de ellos genera su propia señal de espectroscopia separadas una frecuencia  $\Delta$ , sirviendo como método de calibración absoluta en frecuencia. No obstante, la señal de espectroscopia proveniente del AOM puede ser anclada en la transición que se desee del nivel  $5S_{1/2}$  al  $6P_{3/2}$ , esto es importante debido a que una vez formada la nube para poder lograr la primera transición es necesario que exista un proceso de obturación tanto de los haces de enfriamiento y rebombeo como del haz de 420 nm, situación que puede ser posible obturando el modulador en conjunto con un obturador mecánico. Una vez incorporado el haz de 1050 nm a la celda con vapor de rubidio para formar los estados de Rydberg, el segundo paso consiste en formar la nube de átomos fríos y posteriormente una porción del haz modulado de 420 nm incidirá en la trampa, simultáneamente los haces de enfriamiento y rebombeo se bloquean ocasionando que la nube se expanda llevando parte de los átomos al estado base, después de la expansión el haz resonante de 420 nm interactuaría con los átomos excitándolos al nivel  $6P_{3/2}$  durante un cierto periodo de tiempo (pulso temporal). Así mismo de forma coordinada a todo este proceso el haz de 1050 nm estaría incidiendo continuamente en la MOT para llevar los átomos al estado de Rydberg  $20S_{1/2}$ . Para la detección de los estados de Rydberg fríos se propone comenzar los ensayos probando con recolectar la luz emitida, de 780, 795 o 420 nm proveniente de la cascada de decaimientos, a través de un tubo fotomultiplicador sensible a 780 nm o un contador de fotones sensible a la luz azul, este último caracterizado en [82]. La incidencia continua de este último haz no debe afectar al proceso de carga de la nube debido a que esta longitud de onda no acopla los estados involucrados en el ciclo de enfriamiento.

Una vez que los átomos en la MOT hayan interactuado tanto con el haz de 420 nm como con el de 1050 nm generando los estados de Rydberg, el

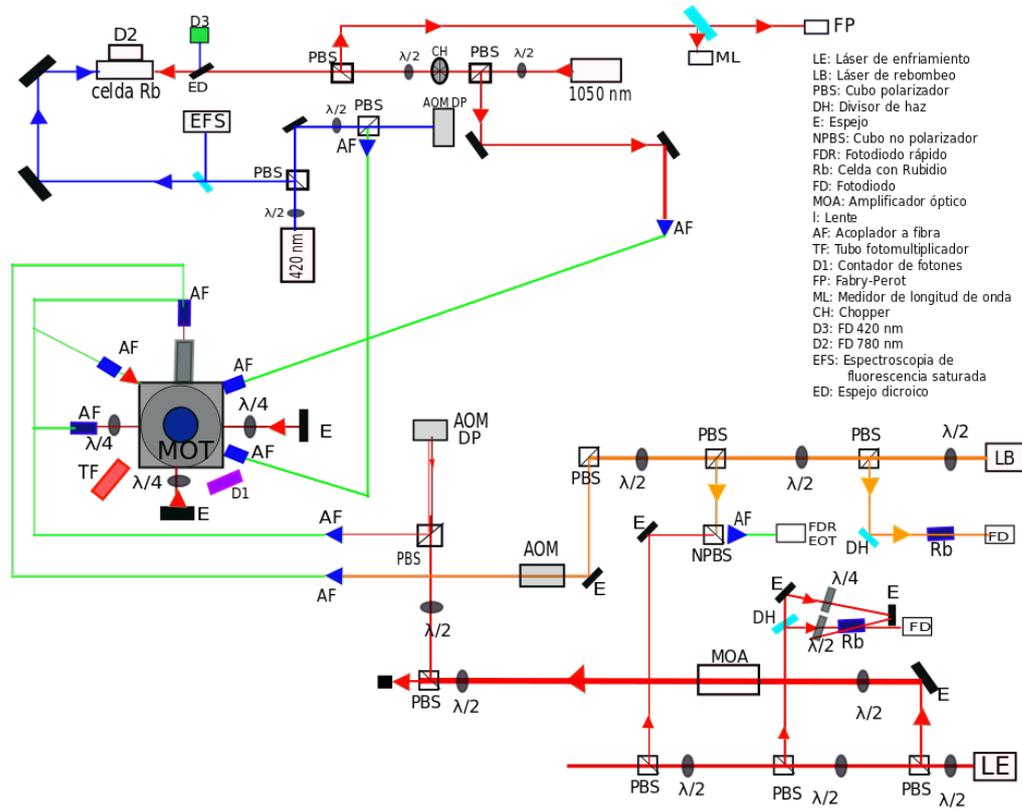


Figura 5.16: Diseño experimental final para generación y detección óptica de estados de Rydberg fríos. Se muestra el diseño experimental para la formación de la nube de átomos fríos dentro de la trampa magneto óptica (MOT), descrito en la sección 5.8. Así mismo se muestra el proceso de generación de estados de Rydberg en una celda con vapor de rubidio (celda Rb) a una temperatura de  $100^{\circ}\text{C}$  para la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 20S_{1/2}$ , explicado en la sección 4.4.2. Un vez formada la nube de átomos fríos y generados los estados de Rydberg en la celda, una parte del haz de 420 nm pasará por un AOM para el control de su obturación e incidirá en la nube a través de una fibra óptica; de forma simultánea una parte del haz de 1050 nm llegará a la nube mediante una fibra óptica. Con ambos láseres en la MOT se espera generar y detectar los estados de Rydberg fríos.

haz azul se bloqueará, los haces de enfriamiento y rebombeo pasarán a la cámara, la nube se formará y el proceso se repetirá de nuevo. La Figura 5.17 esquematiza la secuencia experimental propuesta en términos de pulsos digitales.

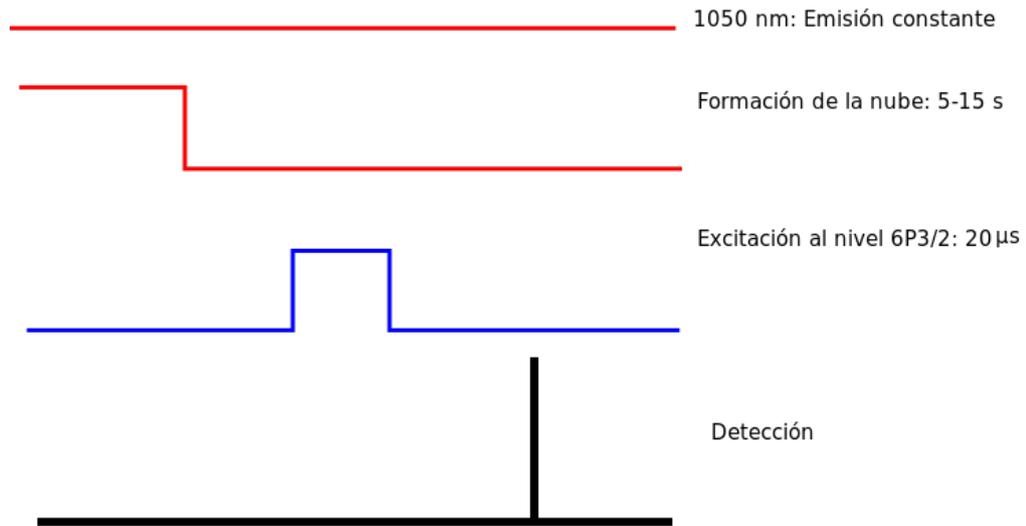


Figura 5.17: Secuencia de pulsos digitales para la detección de estados de Rydberg fríos.

El proceso de obturación de haces de 780 y de 420 nm debe ser un proceso controlado mediante pulsos digitales, para ello se propone un programa de control, con base en el lenguaje de LabView, para un solo AOM incluyendo a un obturador. El programa se muestra a detalle en el apéndice E y su funcionamiento se describe a continuación. Inicialmente se utiliza a un contador  $i$  para comenzar el proceso, si el número es par se produce una señal de voltaje de salida  $V = 1$  V que enciende al AOM y una de voltaje  $V = 0$  V que apaga (baja) al obturador mecánico, en este caso el haz es libre de pasar. Después de un tiempo de espera el número a comparar ahora es impar produciendo una señal de salida de  $V = 0$  V que apaga al AOM y una de  $V = 5$  V que enciende al obturador mecánico, bloqueando el camino del haz. Pasando otro tiempo de espera el ciclo se vuelve a repetir hasta que usuario lo detenga. Dado que actualmente el AOM de 420 nm no se ocupa en ningún proceso de obturación es necesario caracterizarlo para conocer su tiempo de respuesta, velocidad de obturación, etc. El obturador mecánico a utilizar será el mismo que en [1, 81], la caracterización del mismo será igual a la que se lleva a cabo con los obturadores mecánicos de la MOT (ver sección 5.6).

# Capítulo 6

## MOT para estados de Rydberg fríos.

Con base en la teoría descrita en capítulos pasados, en los avances realizados así como en información experimental conocida tanto de los aparatos como de nuestra MOT, el objetivo de este capítulo radica en la reproducción de los resultados experimentales esperados en la caracterización de las propiedades de la nube de átomos una vez concluido el experimento propuesto en este trabajo.

La nube de átomos fríos puede ser caracterizada dentro de tres regímenes [38]:

- 1.- Régimen de límite de temperatura. La nube está compuesta por el mínimo número de átomos; la densidad atómica es baja y los efectos de interacción pueden ser despreciados. Temperaturas por debajo del límite sub-Doppler son observadas.
- 2.- Régimen de dispersión múltiple. La nube es lo suficientemente densa ( $N > 10^6$ ) tal que parte de los átomos atrapados pueden re-absorber los fotones emitidos por parte de otros átomos fríos. La densidad atómica es independiente del número de átomos atrapados. La temperatura es diferente a la temperatura por debajo del límite sub-Doppler observada a densidades bajas.
- 3.- Régimen de dos componentes. El número de átomos atrapados es muy grande. La fuerza dependiente de la posición es grande en una región pequeña alrededor del centro de la trampa pero débil fuera de ésta, por lo que al haber muchos átomos parte de ellos caen en la zona de confinamiento débil y como consecuencia la descripción de la MOT

como un oscilador armónico amortiguado deja de ser válida. La nube parece tener dos densidades atómicas diferentes.

Sin embargo la teoría desarrollada previamente es funcional bajo el primer régimen. Las propiedades de la nube de átomos fríos que se describirán en el presente capítulo son las siguientes: tiempo de carga, número de átomos en función de la desintonía para diferentes valores de gradiente de campo magnético, número de átomos en función de la intensidad del haz de enfriamiento, dependencia de la temperatura con respecto a la desintonía e intensidad, dimensiones y densidad atómica.

## 6.1. Tiempo de carga.

En capítulos pasados vimos que el número de átomos dentro de la trampa magneto-óptica (MOT) está descrito por la ecuación 3.21. Experimentalmente esta es una medición de la fluorescencia emitida por los átomos fríos para obtener a la fluorescencia en función del tiempo.

La curva de la Figura 6.1 indica la tendencia que los datos experimentales deben seguir para ser ajustados o modelados mediante la ecuación previamente mencionada; de este ajuste se extraen tanto el número de átomos en estado estacionario  $N_0$  y el tiempo de carga de la nube.

De acuerdo con la ecuación 3.22 el tiempo de carga sólo depende de la presión y del campo magnético. Con base en lo anterior, para obtener la curva de fluorescencia óptima de forma experimental es necesario tomar una serie de datos en los que se varíe de forma controlada la corriente del dispensador de átomos en un intervalo de [4, 6] A para modificar la presión en el interior de la cámara, en un intervalo de  $3 \times 10^{-9}$  Torr a  $4 \times 10^{-9}$  Torr, con un gradiente de campo magnético fijo. Otra serie en donde se varíe la corriente de las bobinas en un intervalo de [0, 2.5] A para obtener un intervalo de [2, 15] G/cm para el gradiente de campo magnético, dejando la presión constante [1, 44]. Las curvas teóricas de las Figuras 6.2 y 6.3 marcan la tendencia de la curva experimental que esperamos obtener en este nuevo experimento de caracterización de la MOT.

El objetivo de este experimento es maximizar la señal de fluorescencia de la Figura 6.1. De este proceso se extrae un valor para la presión y el gradiente de campo magnético adecuados, mientras que del ajuste se obtiene el tiempo de carga de la nube de átomos fríos.

Las curvas de las Figuras 6.2 y 6.3, se obtienen de extraer el tiempo de carga de la curva de fluorescencia para diferentes valores de presión o campo magnético. En ellas podemos notar que el tiempo de carga es inversamente

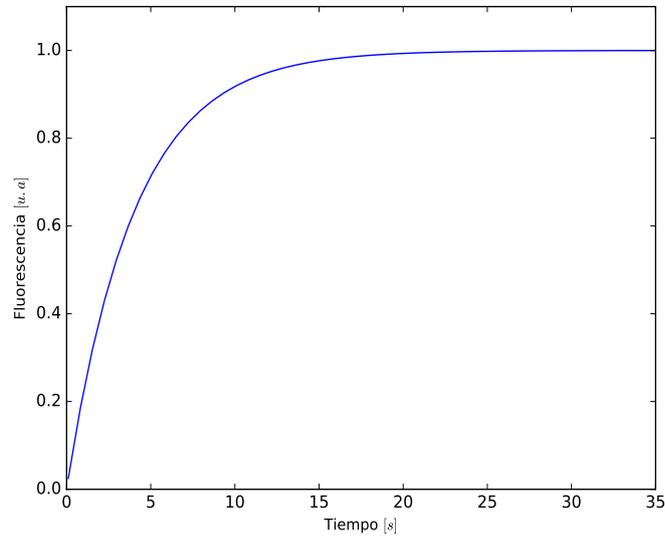


Figura 6.1: Cálculo de la fluorescencia de la nube como función del tiempo durante el proceso de carga. Gráfica obtenida de la ecuación 3.21 para un intervalo de tiempo de  $[0, 35]$  s con base en las mediciones reportadas en [1].

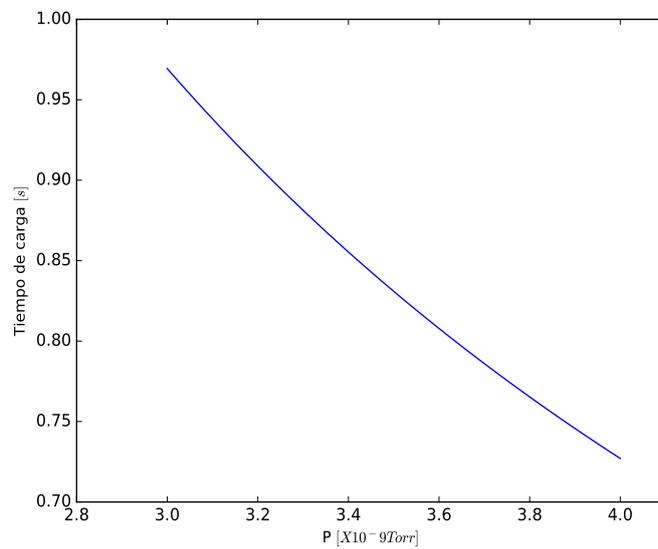


Figura 6.2: Tiempo de carga de la nube de átomos fríos como función de la presión. Tendencia obtenida de graficar la ecuación 3.22.

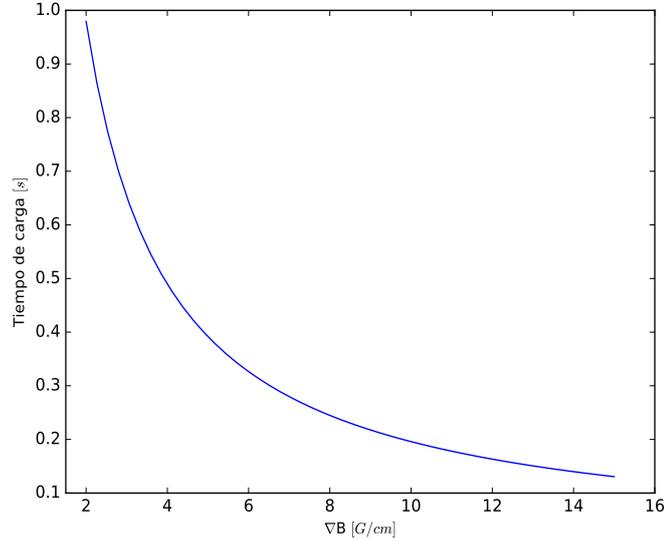


Figura 6.3: Tiempo de carga de la nube de átomos fríos como función del gradiente de campo magnético. Tendencia obtenida de graficar la ecuación 3.22.

proporcional tanto a la presión en el interior de la cámara como del gradiente de campo magnético. Recordando que el número de átomos en estado estacionario es  $N_0 = R\tau'$ , donde  $\tau'$  es el tiempo de carga y  $R$  la tasa de atrapamiento que es proporcional a la presión de fondo, sería intuitivo pensar que entre más aumentemos la presión (o el gradiente de campo magnético) más átomos serían atrapados. No obstante dada la Figura 6.2, este hecho implicaría que  $\tau' \rightarrow 0$  y como consecuencia  $N_0 \rightarrow 0$ . Es por esto que a lo largo del experimento requerimos maximizar  $N_0$  eligiendo valores de  $P$  y  $\nabla \vec{B}$  que no entren en conflicto con una anulación en el tiempo de carga.

Por otro lado es importante mencionar que los intervalos de corriente utilizados para la presión y el gradiente de campo magnético dependen estrictamente de los límites propios del dispensador de átomos y de las bobinas. Los intervalos aquí reportados así como los valores usados para la reproducción de las Figuras 6.1, 6.2 y 6.3 se basan en trabajos previos realizados para la misma trampa [1, 44]. Por lo anterior se espera que las nuevas mediciones que se lleven a cabo para este experimento no disten mucho de lo ya reportado. Debido a que el dispensador, la cámara de vacío y las bobinas son los mismos elementos utilizados. De esta forma, para esta nueva caracterización esperamos obtener:

$$\begin{aligned}
P &\in [1, 3] \times 10^{-9} \text{Torr} \\
\nabla \vec{B} &\in [10, 15] \text{G/cm} \\
\tau' &\leq 4 \text{ms}
\end{aligned}
\tag{6.1}$$

Valores que se asemejan a lo publicado para otras trampas tales como [35, 33, 83].

Cabe mencionar que en caracterizaciones previas para este experimento no se incluyeron mediciones con variación en el gradiente del campo magnético. Este trabajo contempla llevarlas a cabo debido a que la fuerza magnética es un término que contribuye a la fuerza total necesaria para el atrapamiento de átomos.

## 6.2. Número de átomos atrapados.

La presión de radiación y la fuerza dependiente de la posición que genera el gradiente de campo magnético son las fuerzas que intervienen en el enfriamiento y atrapamiento de los átomos dentro de la MOT. Debido a esto es de esperar que el número de átomos en la nube dependa de la intensidad y de la desintonía del haz de enfriamiento tanto como del gradiente de campo magnético.

El experimento para determinar el número de átomos atrapados se llevará a cabo mediante la toma de una imagen de absorción a través de dos series: a) variación con respecto a la desintonía del haz de enfriamiento con un valor fijo de intensidad y de gradiente de campo magnético; la serie b) implica la dependencia con respecto a la intensidad del láser de enfriamiento para un valor fijo del gradiente de campo magnético y de desintonía. Del análisis de dicha imagen se obtendrá el número total de átomos, graficando esta información con respecto a  $\delta$  e  $I$  podemos ser capaces de determinar para cuáles valores se presenta un máximo en el número de átomos atrapados. Los resultados esperados son que la desintonía óptima incremente con el gradiente del campo magnético así como que el número de átomos atrapados alcance su máximo conforme el gradiente aumente según lo reportado en [84, 70] la tendencia a seguir se muestra en las Figuras 6.4 y 6.5.

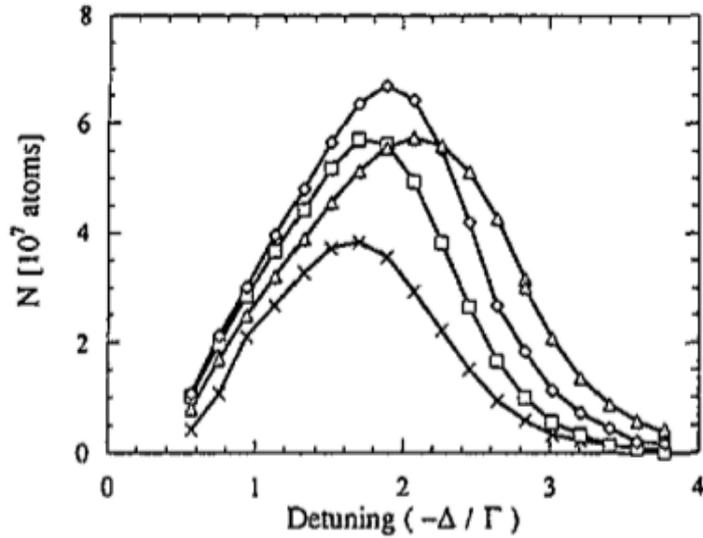


Figura 6.4: Número de átomos atrapados como función de la desintonía del haz de enfriamiento para diferentes valores del gradiente de campo magnético e intensidad fija. Figura tomada de [84].

En el caso de nuestra MOT las tendencias anteriores deben abarcar un intervalo de desintonías de  $\delta \in [-60, -2]$  MHz y  $\nabla \vec{B} \in [2, 15]$  G/cm. Así mismo esperamos obtener un valor de desintonía y de gradiente de campo magnético que nos den un mínimo del orden de  $10^6$  átomos atrapados, valor estándar para una MOT [3].

El siguiente parámetro a determinar es la intensidad del láser de enfriamiento para la cual el número de átomos atrapados se maximiza una vez encontrados los valores de desintonía y de gradiente del campo magnético óptimos. Con base en la dinámica que presenta la MOT, dado que la fuerza de atrapamiento es proporcional a  $I/I_{\text{sat}}$  es de esperar que el número de átomos debe incrementarse aproximadamente de forma lineal conforme la intensidad del láser aumente. En la Figura 6.6, tomada de [70], se observa la tendencia que deben seguir los datos experimentales.

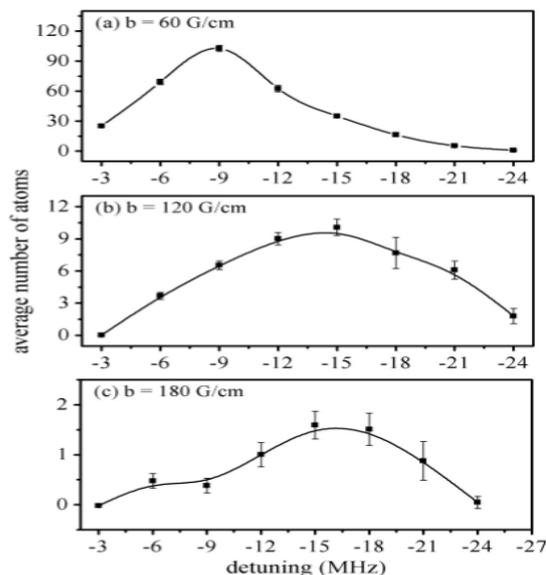


Figura 6.5: Número de átomos atrapados como función de la desintonía del haz de enfriamiento para diferentes valores del gradiente de campo magnético e intensidad fija. Figura tomada de [70].

No obstante, en ese mismo trabajo se menciona que el comportamiento lineal corresponde a una intensidad total débil. En lo reportado se encuentra que una intensidad baja va aproximadamente de [21, 45] mW/cm<sup>2</sup>, las intensidades totales típicas para una MOT son mayores o iguales a 100 mW/cm<sup>2</sup>. Por otro lado, recordando que entre mayor sea la sección transversal de los haces de atrapamiento más átomos pueden ser confinados y con base en [70, 85] podemos suponer que el número de átomos atrapados también debe presentar una tendencia lineal con respecto a dicha sección transversal  $\sigma$

De esta forma podemos proponer que el número de átomos atrapados dentro de la trampa magneto-óptica está dado por:

$$N(I, \sigma, \delta) \propto I\sigma D(\delta) \quad (6.2)$$

Con  $I$  intensidad total del haz de enfriamiento,  $\sigma$  la sección transversal y  $D(\delta)$  un funcional que depende de la desintonía.

Es importante recalcar que tanto el amplificador óptico como el AOM por los que pasa el haz de enfriamiento nos permitirán generar un barrido muy amplio para las variables de intensidad y desintonía, lo cual representa una gran ventaja por parte de este nuevo diseño ya que una región más grande de exploración nos da más oportunidad de encontrar mejores condiciones para

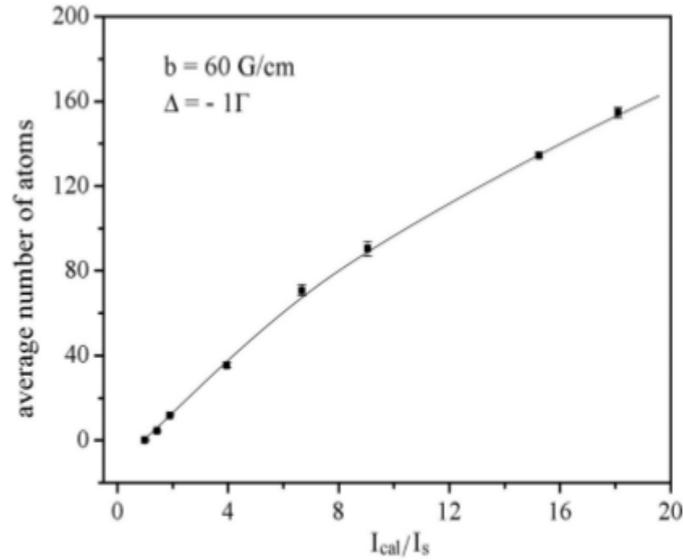


Figura 6.6: Número de átomos atrapados como función de la intensidad del haz de enfriamiento para una desintonía y un gradiente de campo magnético fijos. Figura tomada de [70].

tener el mayor número de átomos atrapados, es decir, tener una mayor fuerza en el atrapamiento y enfriamiento, oportunidad que no se tenía con el sistema experimental anterior debido a que presentaba limitaciones más estrechas en la variación de  $\delta$  y en la variación en potencia por parte de las fuentes de luz utilizadas.

### 6.3. Temperatura de la nube de átomos fríos.

La medición de la temperatura de la nube de átomos se llevará a cabo utilizando la técnica de tiempo de vuelo para diferentes valores de desintonía e intensidad del haz de enfriamiento. La técnica de TOF depende estrechamente de la toma de imágenes de la absorción de la nube vía una cámara CCD. Con el análisis de la imagen de densidad óptica podemos conocer la distribución de velocidades de la nube de átomos fríos ( $\sigma_i$ ). Proceso que implica una suma de pixeles de donde se obtiene el perfil Gaussiano tanto vertical como horizontal.

Por otro lado la teoría indica que la temperatura depende tanto de la

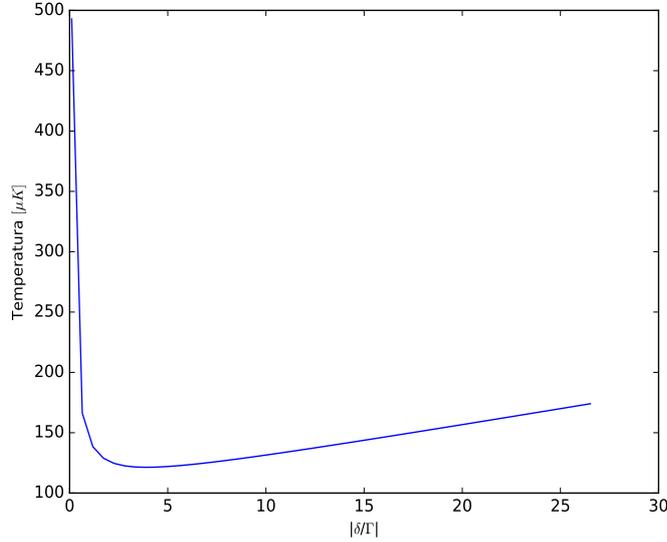


Figura 6.7: Dependencia de la temperatura con respecto a la desintonía del haz de enfriamiento. Tendencia obtenida de graficar la ecuación 3.11. El valor mínimo esperado de la temperatura es  $T_D = 143 \mu\text{K}$  para una desintonía de  $\delta = -\Gamma/2$  con  $\Gamma = 2\pi \cdot 6 \text{ MHz}$ .

desintonía del haz de luz como de su intensidad, dicha dependencia está dada por la ecuación 3.11. El poder alcanzar una temperatura mínima  $T_D$  en la nube de átomos depende estrictamente de la desintonía del láser de enfriamiento. Típicamente esta temperatura mínima es del orden de  $100 \mu\text{K}$  con velocidades del orden de  $10 \text{ cm/s}$  [30]. La Figura 6.7 muestra la dependencia de la temperatura con respecto a la desintonía del haz de enfriamiento.

El uso de un modulador acusto óptico en conjunto con el amplificador óptico ayuda a que los intervalos de desintonía e intensidad sean lo suficientemente amplios, permitiendo identificar con mayor certeza el mínimo de temperatura; además de brindarnos un control más fino en la determinación de la desintonía del láser, aportando mejoras significativas con respecto a la configuración anterior del arreglo experimental. Sin embargo, con base en la ya mencionada previa caracterización nuestra nube de átomos fríos puede alcanzar una temperatura mínima de  $250 \mu\text{K}$  con una desintonía  $\delta = 15 \text{ MHz}$ , el objetivo de lo reportado aquí es bajar el límite de temperatura.

La Figura 6.8 muestra la curva experimental esperada con base en la ecuación 3.11, para los posibles valores de desintonía que permite el AOM:  $\delta \in [-60, -2] \text{ MHz}$ . En dicha figura podemos notar que en principio es posible

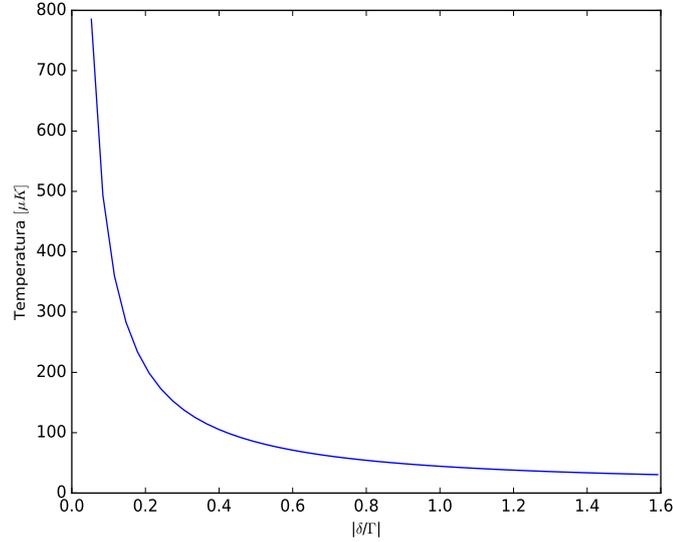


Figura 6.8: Dependencia de la temperatura con respecto a la desintonía del haz de enfriamiento dada por el AOM a una intensidad fija. Curva obtenida con la ecuación 3.11.

bajar aún más la temperatura con respecto a la desintonía, prevemos lograr una temperatura mínima del orden de  $160 \mu\text{K}$  para una desintonía del orden de  $-8 \text{ MHz}$ .

Por otra parte, de la ecuación 3.11 se espera una respuesta prácticamente lineal de la temperatura como función de la intensidad del haz de enfriamiento. La Figura 6.9 verifica la tendencia lineal que sigue la temperatura en función de las posibles intensidades del haz de atrapamiento.

## 6.4. Dimensiones de la nube atómica.

Una vez determinada una temperatura óptima para la nube de átomos, podemos evaluar la dependencia de su radio con respecto al gradiente de campo magnético a través de la ecuación 3.23 en el límite de baja temperatura. Evaluando la función anterior para valores de  $\nabla\vec{B} \in [2, 15] \text{ G/cm}$  y de  $T = 250 \mu\text{K}$  obtenemos el comportamiento mostrado en la Figura 6.10.

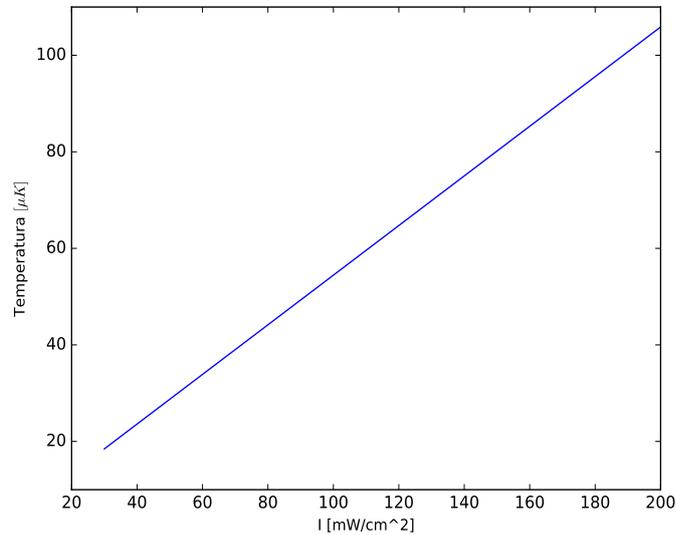


Figura 6.9: Dependencia de la temperatura con respecto a la intensidad del haz de enfriamiento MOA a una desintonía fija. Curva obtenida con la ecuación 3.11.

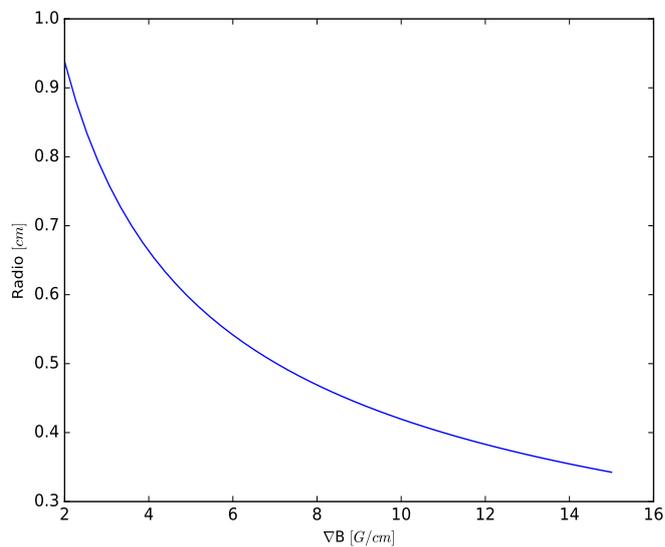


Figura 6.10: Dependencia del radio de la nube con respecto al gradiente de campo magnético. Curva obtenida de graficar la ecuación 3.23.

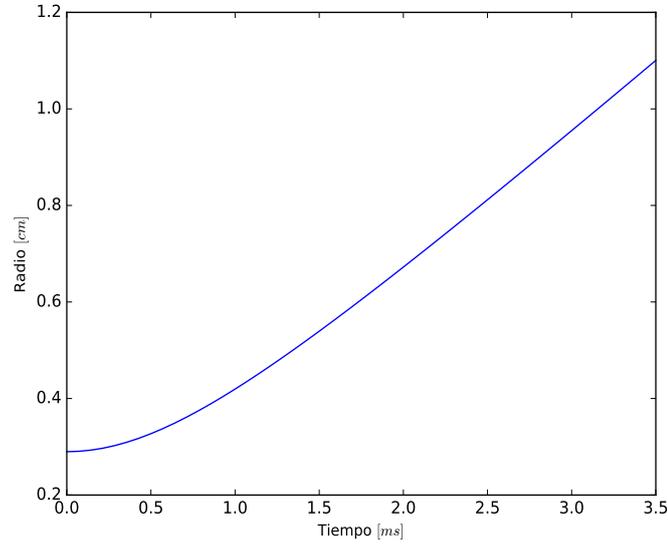


Figura 6.11: Dependencia del radio de la nube con respecto al tiempo de expansión. Curva obtenida de graficar la ecuación 3.27.

Otra forma de determinar el radio de la nube es mediante la ecuación 3.27, la cual describe la expansión de la nube como función del tiempo. Con base en la técnica del TOF y el análisis de las fotografías tomadas podemos conocer el radio inicial  $\sigma_{0i}$  y el radio  $\sigma_{vi}$  después de un tiempo de expansión  $t$ <sup>1</sup>. La Figura 6.11 muestra la dependencia del radio de la nube con respecto al tiempo de expansión.

<sup>1</sup>En [86]  $\sigma_{vi} = v_0$  es la velocidad más probable.

## 6.5. Densidad atómica.

Recordando que los átomos presentan una distribución de densidad Gaussiana, si tenemos  $N$  átomos el pico de esta distribución se alcanza cuando:

$$n = \frac{N}{(2\pi)^{3/2}r^3} \quad (6.3)$$

En el régimen de baja temperatura el radio de la nube está dado por la ecuación 3.23 que depende de la temperatura y del gradiente de campo magnético; sin embargo estos dos últimos valores no dependen del número de átomos atrapados por lo cual el radio tampoco, ocasionando que su contribución a la ecuación 6.3 sea solamente como un parámetro. De esta forma la densidad atómica varía linealmente con respecto al número de átomos y, por consiguiente, con la intensidad del láser de enfriamiento [38]. Comportamiento que esperamos reproducir experimentalmente, en donde tanto el número de átomos atrapados como las dimensiones de la nube serán obtenidos a través de la toma y análisis de la imagen de absorción para distintos valores de desintonía e intensidad. Así mismo esperamos obtener una densidad atómica del orden de  $10^{12} \frac{1}{\text{cm}^3}$ , valor que se considera típico en una MOT.



# Capítulo 7

## Conclusiones

Se describió a detalle el desarrollo de un diseño experimental compacto y eficiente para la formación y caracterización de una nube de átomos fríos. Las ventajas que ofrece comparadas con el diseño anterior consisten en: un control fino del experimento particularmente en la estabilización de los láseres, la variedad de puntos de anclado y la medición de la desintonía a través de moduladores acusto-ópticos; la incorporación de un amplificador óptico que permite obtener un intervalo amplio de potencias y, por consiguiente, una mayor fuerza de enfriamiento; así como una reducción significativa en la cantidad de los elementos ópticos requeridos; la posibilidad de explorar las propiedades de la nube en tres regímenes posibles: límite de temperatura, dispersión múltiple y de dos componentes; así como el punto de transición entre cada uno de dichos regímenes. Una vez que el experimento esté en funcionamiento se tendrá una nube mejor caracterizada y con cualidades mejoradas, además de un mayor control y estabilidad en las condiciones de operación del sistema. En particular, en el límite de baja temperatura se espera reducir a alrededor de  $160 \mu\text{K}$  la temperatura actual de la nube reportada con un valor de  $250 \mu\text{K}$ ; conseguir un número significativo de átomos atrapados ( $10^6$ ) y una mejora en la densidad atómica ( $10^{12} \frac{1}{\text{cm}^3}$ ), finalmente una medición más significativa de las dimensiones de la nube. El diseño propuesto en este trabajo permitirá obtener una MOT bastante funcional y bien caracterizada que servirá como punto de partida para la producción de estados de Rydberg fríos.



# Apéndice A

## Campo magnético cuadrupolar.

El diseño de dos alambres circulares en configuración anti-Helmholtz es la geometría adecuada que permite modelar el campo magnético cuadrupolar necesario para el funcionamiento de la MOT.

Sabemos que el vector potencial magnético cumple que:

$$\nabla \times \vec{A} = \vec{B}$$

$$\nabla \cdot \vec{A} = 0$$

Así mismo, cumple la ecuación de Poisson:  $\nabla^2 \vec{A} = -\mu \vec{i}$ , cuya solución es:

$$\vec{A} = \frac{\mu I}{4\pi} \oint_C \frac{d\vec{s}}{r}$$

Con  $\mu = \mu_0$  permeabilidad magnética,  $I$  corriente eléctrica,  $d\vec{S}$  el diferencial de área sobre una curva cerrada y  $r$  la distancia al punto donde se desea calcular el vector potencial.

Haciendo uso de las ecuaciones anteriores y eligiendo como la superficie cerrada a un solo alambre circular de radio  $R$  ortogonal al eje  $z$  y centrado en  $z = A$ , tenemos que su campo magnético en coordenadas cilíndricas está dado por [87, 88]

$$B_\phi = 0 \tag{A.1}$$

$$B_\rho = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{z - A}{\rho \sqrt{(R + \rho)^2 + (z - A)^2}} \left[ -K(\kappa^2) + \frac{R^2 + \rho^2 + (z - A)^2}{(R - \rho)^2 + (z - A)^2} E(\kappa^2) \right] \tag{A.2}$$

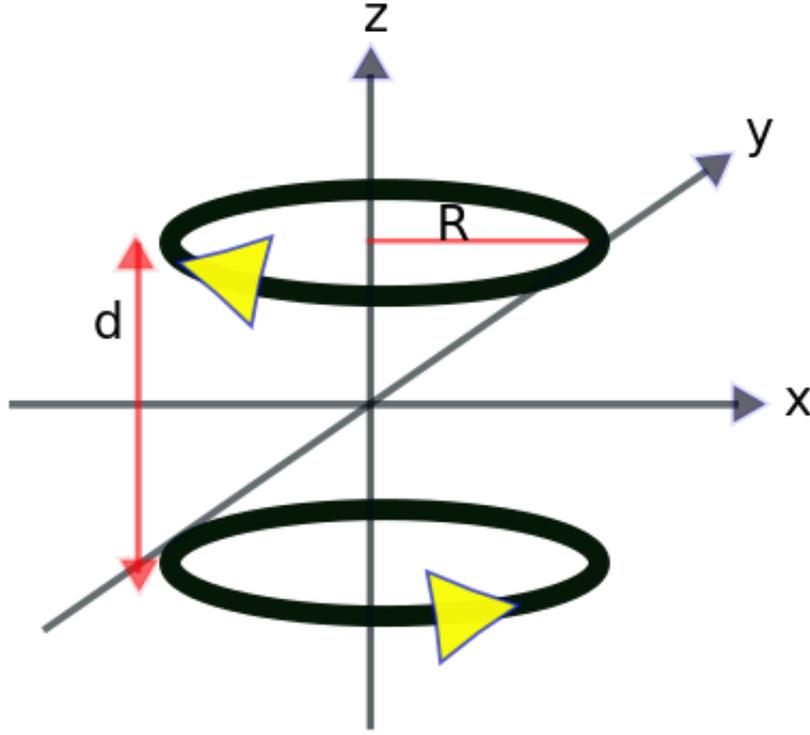


Figura A.1: Geometría de la configuración anti-Helmholtz.

$$B_z = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(R+\rho)^2 + (z-A)^2}} \left[ K(\kappa^2) + \frac{R^2 - \rho^2 - (z-A)^2}{(R-\rho)^2 + (z-A)^2} E(\kappa^2) \right] \quad (\text{A.3})$$

Donde  $\kappa^2 = \frac{4R\rho}{(R+\rho)^2 + (z-A)^2}$  y  $K(\kappa^2)$ ,  $E(\kappa^2)$  integrales elípticas completas de primer y segundo orden respectivamente.

Las figuras A.1 y A.2 muestran la geometría y el campo magnético calculado para un par de alambres circulares en configuración anti-Helmholtz:

Para el caso de la trampa magneto óptica, la solución que nos interesa es cuando  $\rho \rightarrow 0$ <sup>1</sup>, en esta situación  $B_\rho \rightarrow 0$  y:

$$B_z = \frac{\mu R^2 I}{2(R^2 + (z-A)^2)^{3/2}}$$

<sup>1</sup>Debido que en el centro de la trampa la solución exacta para  $B_\rho$  se indetermina, la magnitud del campo en esa región puede ser calculada usando una aproximación en series. Dicha aproximación puede encontrarse en [89].

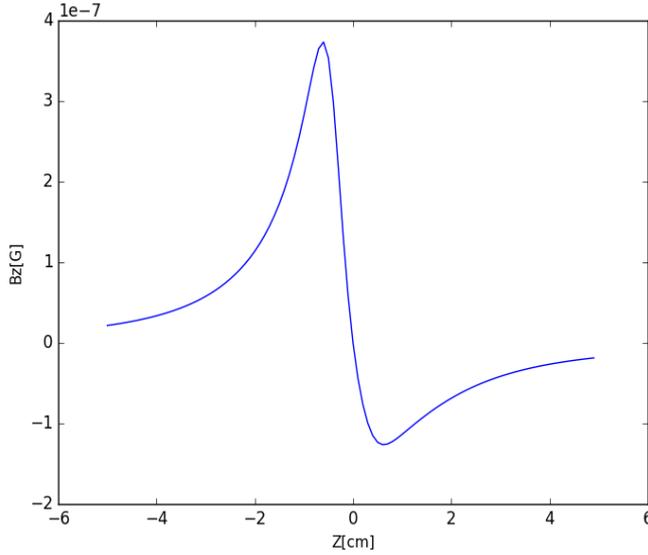


Figura A.2: Campo magnético a lo largo del eje  $z$ . Se muestra la linealidad del campo cerca del origen.

En la práctica, la MOT consta de dos bobinas de radio  $R$  con  $N$  espiras separadas una distancia  $d$  si suponemos que la magnitud de la corriente  $I$  que fluye por ambas bobinas es la misma, tenemos que la corriente total es  $I_T = NI$ . Usando el principio de superposición tenemos que el campo magnético sobre el eje  $z$  en la configuración anti-Helmholtz es:

$$B_z = \frac{\mu R^2 NI}{2} \left[ \frac{1}{(R^2 + (z - \frac{d}{2})^2)^{3/2}} - \frac{1}{(R^2 + (z + \frac{d}{2})^2)^{3/2}} \right] \quad (\text{A.4})$$

De esta forma, el gradiente en el centro de la trampa ( $z = 0$ ) es:

$$\frac{\partial B_z(0)}{\partial z} = \frac{(3/2)\mu N R^2 d}{(R^2 + (d/2)^2)^{5/2}} I \quad (\text{A.5})$$



## Apéndice B

# Operación del láser *Lynx* Sacher.

El láser de enfriamiento es operado mediante el controlador *Pilot PC Laser Driver* de Sacher Lasertechnik Group [49]. El módulo permite el control de los parámetros del láser tales como corriente, temperatura y voltaje del piezoeléctrico. Para ello, existen dos formas: Una es pulsando los botones I MODE, SCAN y T SET y con la perilla ajustar los valores; la otra es pulsando el botón MENU, una vez ahí, seleccionamos presionando la perilla el parámetro a modificar y cambiamos su valor. Si queremos que se desplieguen opciones más avanzadas es necesario pulsar de nuevo el botón MENU <sup>1</sup>. En nuestro experimento, el menú de opciones avanzadas para la función SCAN (control del piezo) será de gran importancia para lograr un barrido externo del piezo y poder fijar una frecuencia en el láser de enfriamiento. En el caso del control de corriente es suficiente con asegurarnos que estemos en modo corriente constante (I MODE ON) para solamente mover su valor numérico. Con respecto al control de temperatura es importante verificar que siempre esté funcionando (TEC ON) y que los indicadores de luz de los botones T-WATCH e I-TEC estén encendidos.

Las tablas B.1, B.2 muestran la función de cada una de las partes de los paneles frontal y reverso del controlador.

Las figuras en B.1 muestran la parte frontal y reversa del controlador.

---

<sup>1</sup>El controlador ofrece una vasta información sobre los parámetros del láser; información del sistema; ajustes; así como códigos de error, para más detalle sobre cada submenú referirse a [49]

Elemento	Función
Botón de línea	Encender/Apagar el controlador
Pantalla (Display)	Mostrar el elemento seleccionado
Perilla	Ajustar/Seleccionar algún parámetro
MENU	Mostrar información sobre los parámetros
Diodo On/Off	Encender/Apagar el láser
I-MODE	Modo corriente constante
P-MODE	Modo potencia constante
SCAN	Opciones de barrido del piezo
I-TEC	Encender/Apagar el TEC
T-SET	Fijar la temperatura del diodo
T-WATCH	Encender/Apagar el modo supervisión de temperatura

Tabla B.1: Lista de elementos en el panel frontal Pilot PC.

Elemento	Descripción
1	Conector RS232
2	Conector GPIB
3	Interruptor PE
4	Conector de seguridad Interlock
5	Llave de encendido/apagado
6	Conector USB
7	Conector de entrada/salida del piezo
8	Conector de salida hacia la cavidad láser
9	Conector de salida TEC
A	Monitoreo señal de salida corriente/potencia
B	Salida generador de frecuencias "External mode"
C	Modulación de entrada del piezo
D	Señal de salida piezo sync (señal cuadrada)

Tabla B.2: Lista de elementos en el panel reverso Pilot PC.

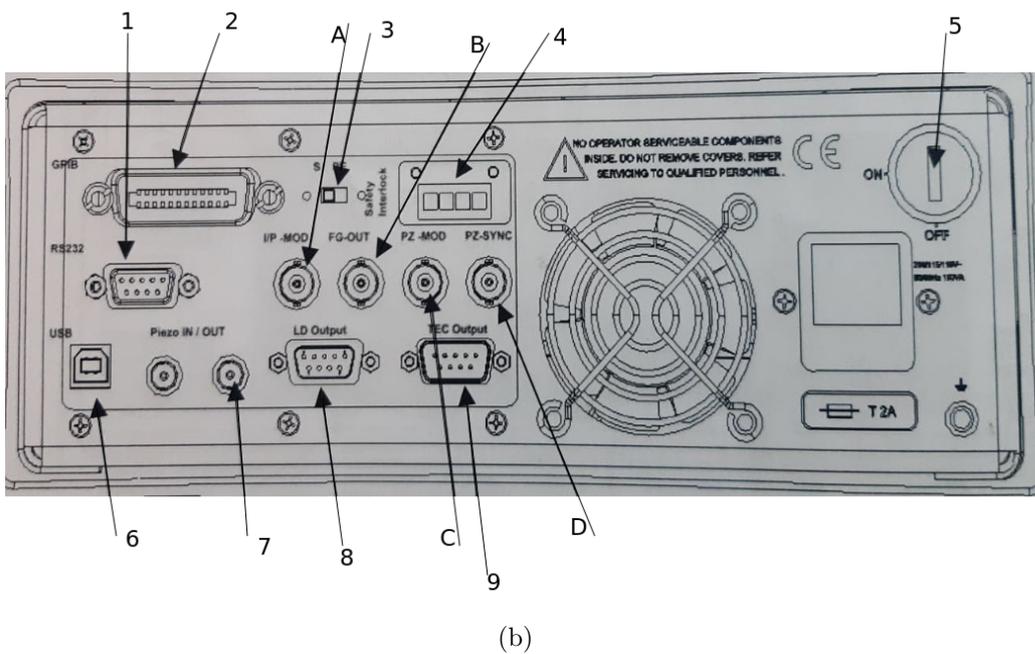
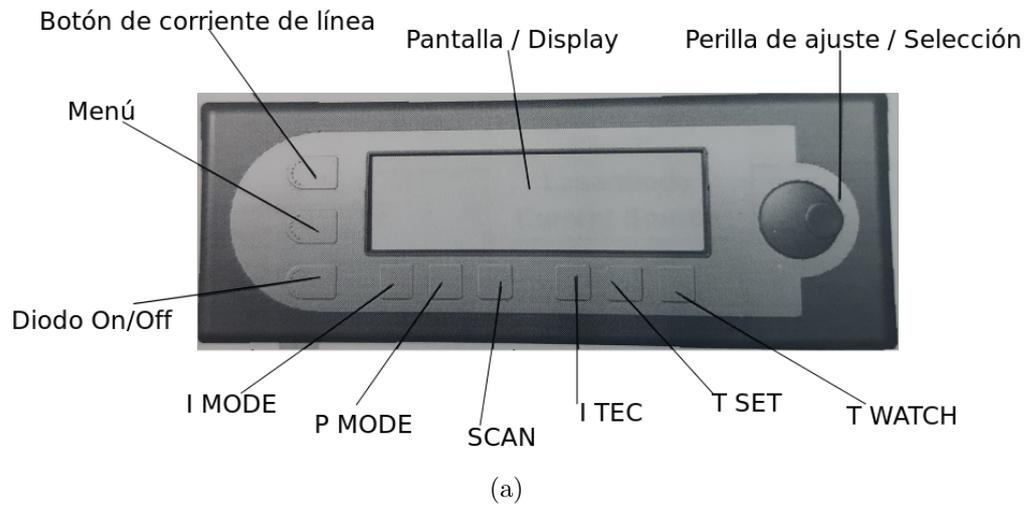


Figura B.1: M6dulo Pilot PC B.1(a): Panel frontal. 4.5: Panel reverso.



# Apéndice C

## Módulos de operación del láser de rebombeo.

En las Figuras [C.1](#), [C.2](#) y [C](#) se muestran los diagramas de las partes frontal y reversa de los controladores de corriente, temperatura y voltaje para el láser de rebombeo.

Así mismo, las tablas [C.1](#), [C.2](#), [C.3](#) despliegan la función de cada uno de los elementos que componen a los controladores.

---

<sup>1</sup>Panel reverso

162 APÉNDICE C. MÓDULOS DE OPERACIÓN DEL LÁSER DE REBOMBEO.

Elemento	Función
Indicadores de error	
Botón parámetro	Límite para corriente, potencia y ganancia
Botón display	Selección del parámetro en pantalla
Botón habilitar	Habilitar/deshabilitar la perilla de ajuste
Perilla de ajuste	Modificar el valor de los parámetros
Botón AC On/Off	Encender/apagar el módulo
Conector de modulación de entrada	
Botón selección de rango	Fija un límite máximo de corriente al diodo
Modo	Selecciona el modo de salida
Botón de salida On/Off	Encender/apagar el diodo
Conector análogo de salida	
Entrada fotodiodo	
Llave para habilitar el láser	
Ajuste bias fotodiodo	
Conector 9-pin	Salida de corriente/Entrada a fotodiodo
Conector de corriente AC	Entrada del cable de línea

Tabla C.1: Lista de elementos del controlador de corriente Lighthwave.

Elemento	Función
Indicadores de error	
Botón parámetro	Límites para corriente, temperatura y ganancia
Botón display	Seleccionar el parámetro que se muestra en pantalla
Botón habilitar	Habilitar/deshabilitar la perilla de ajuste
Perilla de ajuste	Modificar el valor de los parámetros
Botón AC On/Off	Encender/apagar el módulo
Conector análogo de salida	
Selección de sensor	Selección del sensor CAL para termistores
Modo	Selecciona el modo de salida
Botón de salida On/Off	Encender/apagar el sensor de temperatura
Selección de sensor <sup>1</sup>	Tipo de sensor y su fuente de corriente
Conector 15-pin	Entrada/salida del TEC
Conector de corriente AC	Entrada del cable de línea

Tabla C.2: Lista de elementos del controlador de temperatura Lighthwave.

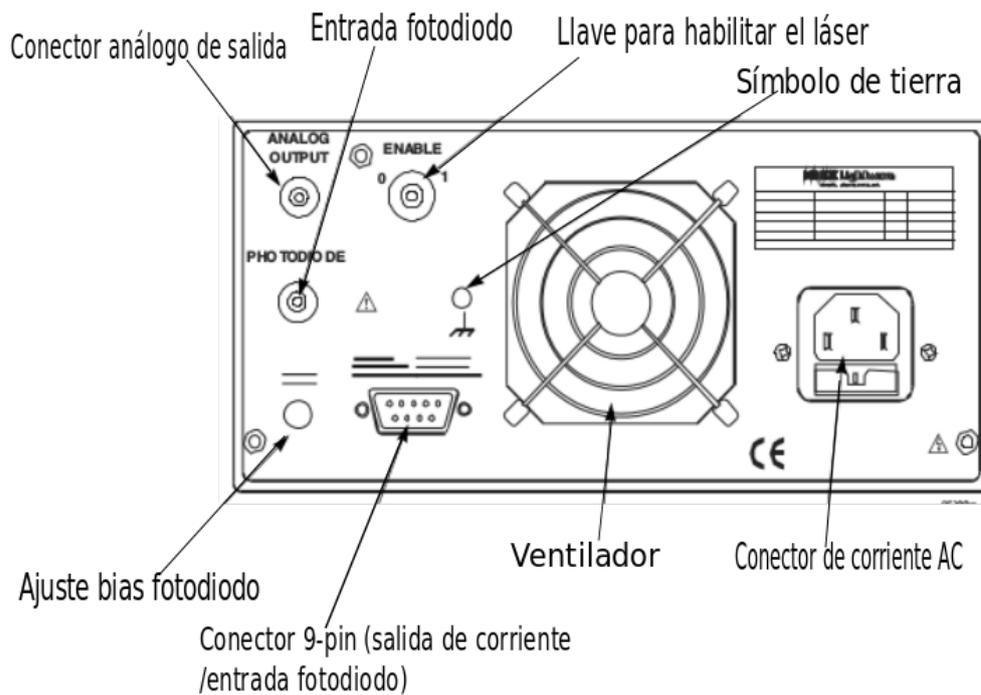
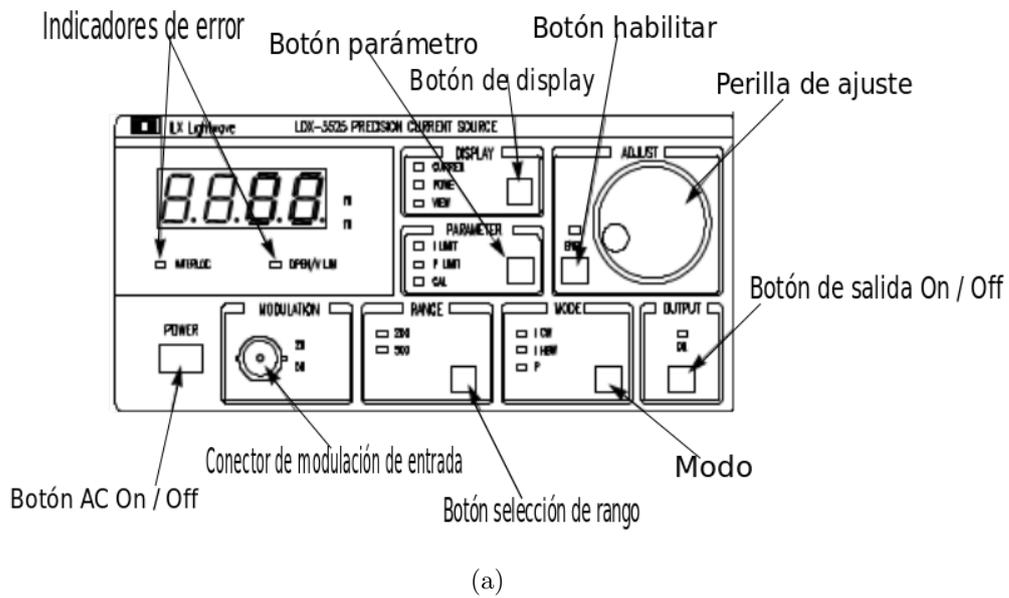


Figura C.1: Controlador Lighthwave de corriente C.1(a): Panel frontal. C.1(b): Panel reverso.

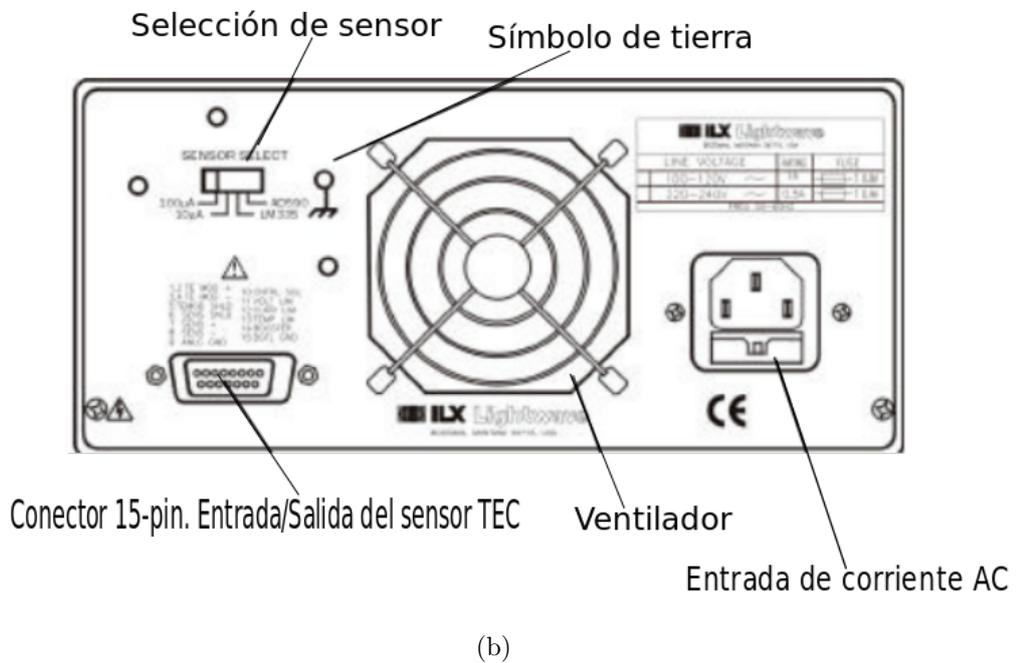
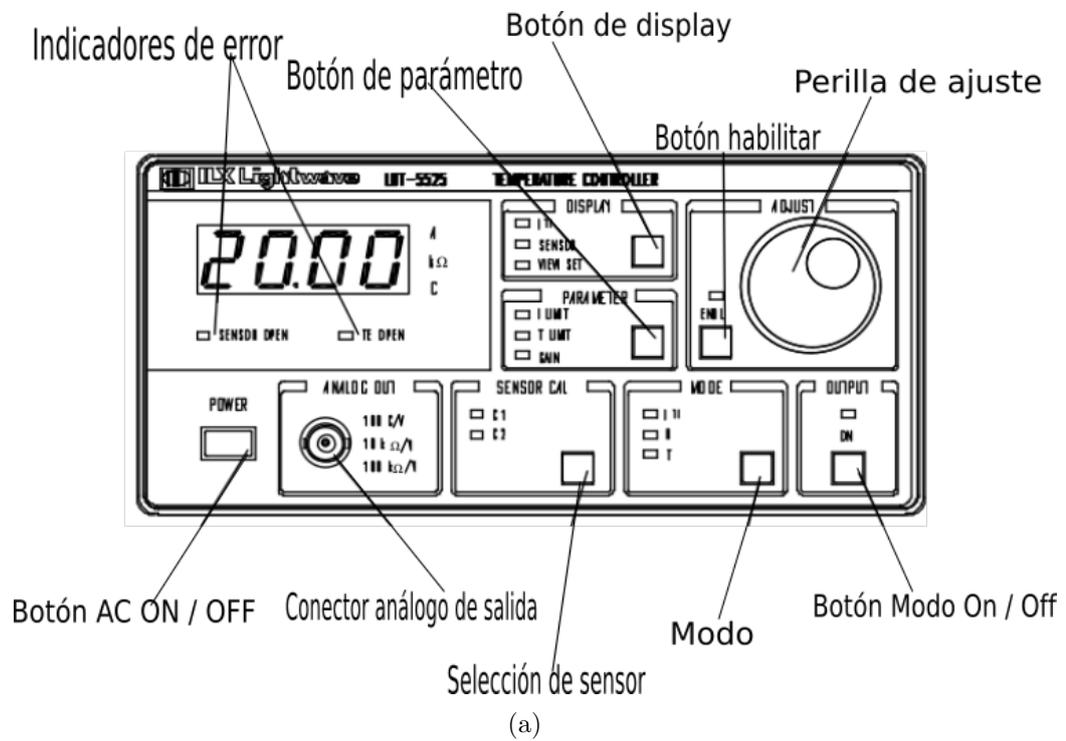


Figura C.2: Controlador Lighthwave de temperatura C.2(a): Panel frontal. C.2: Panel reverso.

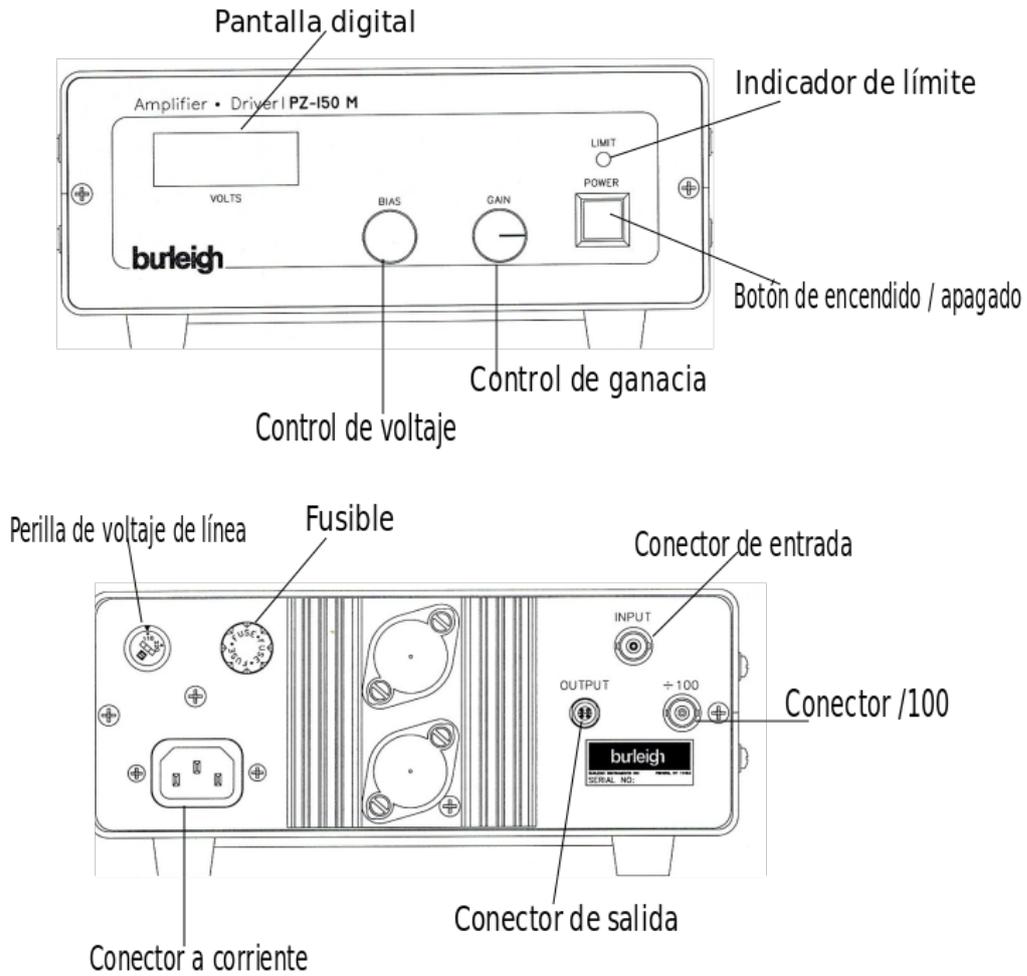


Figura C.3: Controlador *Burleigh PZ-150M PZT Amplifier/Driver*. Parte frontal y reversa.

Elemento	Función
Pantalla digital	Muestra el valor de voltaje
Control de voltaje	Perilla de ajuste del voltaje de salida
Control de ganancia	Perilla de ajuste de amplificación
Indicador límite	
Botón de encendido/apagado	Endender/apagar el módulo
Perilla de voltaje de línea	Seleccionar la línea de voltaje
Fusible	
Conector de entrada	Modulación externa para el voltaje de salida
Conector /100	Dividir el voltaje de salida entre 100
Conector de salida	Conexión a un aparato piezoeléctrico
Conector de corriente	Entrada del cable de línea

Tabla C.3: Lista de elementos del controlador *Burleigh*.

Elemento	Función
Botón de línea	Encender/Apagar el controlador
Nivel	Variar el nivel de la señal RF Output
Centrar frecuencia	Centrar el rango de la frecuencia
Entrada AM	Modular la amplitud de la RF
Entrada FM	Modular la frecuencia de la RF
Entrada Digital	Control digital (ON/OFF) de la RF
Salida RF	Salida de la RF
Referencia RF	Señal de referencia

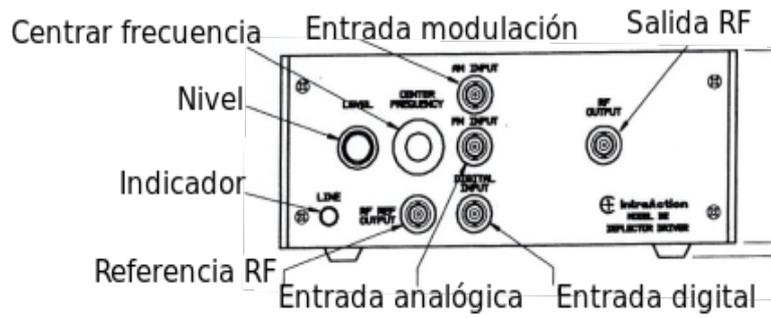
Tabla D.1: Lista de elementos en el panel frontal del controlador del AOM.

## Apéndice D

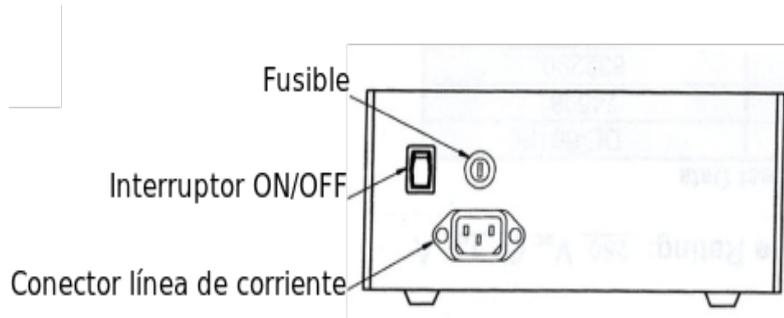
### Operación del controlador AOM Intra Action modelo DE-601E6.

La Figura [D.1](#) muestra la parte delantera y trasera del controlador así como los elementos que componen cada una de ellas para su operación.

Las tablas [D.1](#) y [D.2](#) muestran la lista de elementos del panel frontal y reverso del controlador.



(a)



(b)

Figura D.1: D.1(a): Parte delantera del controlador IntraAction y D.1(b): Parte trasera del controlador.

Elemento	Descripción
Conector de línea	Conector a la línea de corriente
Fusible	Fusible
Indicador	Operación ON/OFF

Tabla D.2: Lista de elementos en el panel reverso del controlador del AOM.

# Apéndice E

## Programas de control y obturación de haces.

### E.1. Obturación y control de los haces de la MOT.

A continuación se muestra el diagrama de bloque del programa piloto para el control de un modulador acusto óptico, el cual consta de dos secciones: *True* y *False*. Las Figuras E.1 a E.4 corresponden a la sección *True*, que obtura el modulador al intercalar entre un voltaje  $V = 0 V$  y un voltaje constante  $V = 1 V$  con un tiempo de espera entre cada cambio de voltaje.

170 APÉNDICE E. PROGRAMAS DE CONTROL Y OBTURACIÓN DE HACES.

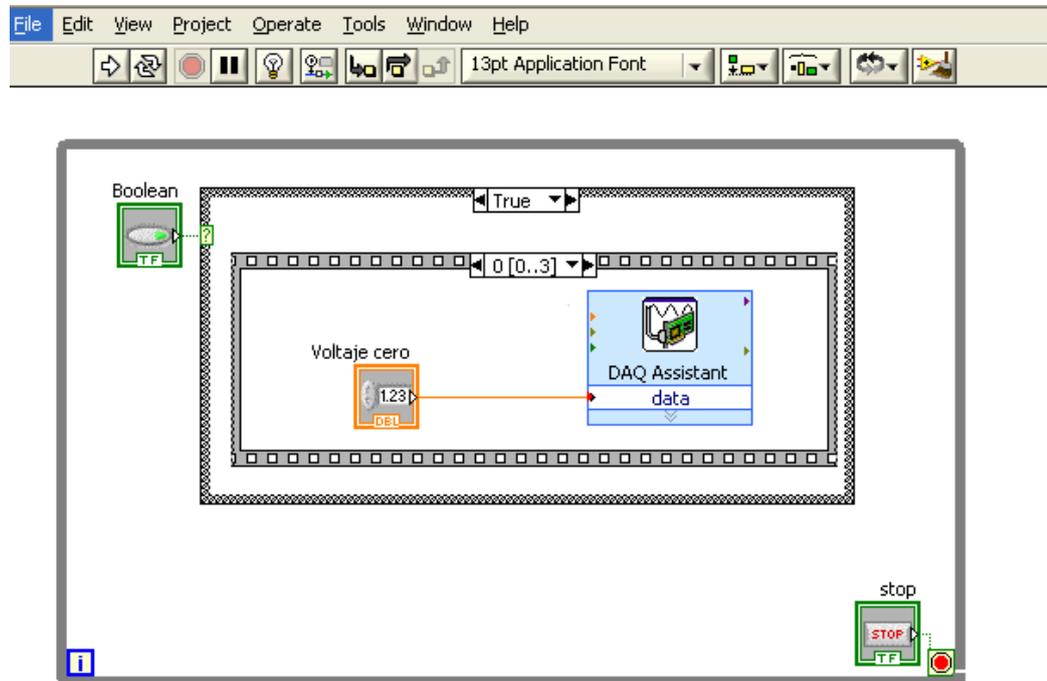


Figura E.1: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico. Caso True. Se genera una señal de salida  $V = 0 V$  para operar el AOM.

La Figura E.5 corresponde a la sección *False*, donde el AOM recibe una señal  $V = cte$  que lo mantiene operando continuamente a una frecuencia fija.

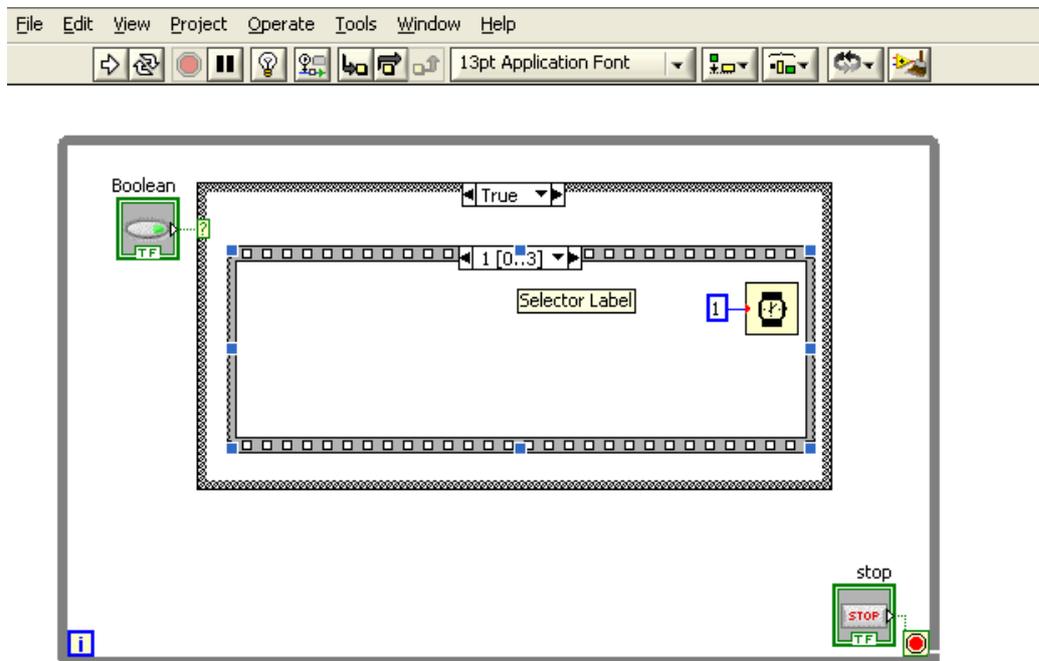


Figura E.2: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico. Caso True. Se fija un tiempo de espera para el cambio a un voltaje constante.

La Figura E.6 muestra el panel frontal del programa de obturación. El botón *boolean* permite elegir el modo con el que se desea operar el modulador: obturación (True) o continuo (False). En la casilla llamada *Voltaje continuo* se fija el voltaje de salida para la operación del AOM en modo continuo. En las casillas denominadas *Voltaje cero* y *Voltaje maximo* se indican los valores de voltaje para el proceso de obturación. El botón *Stop* detiene todos los procesos.

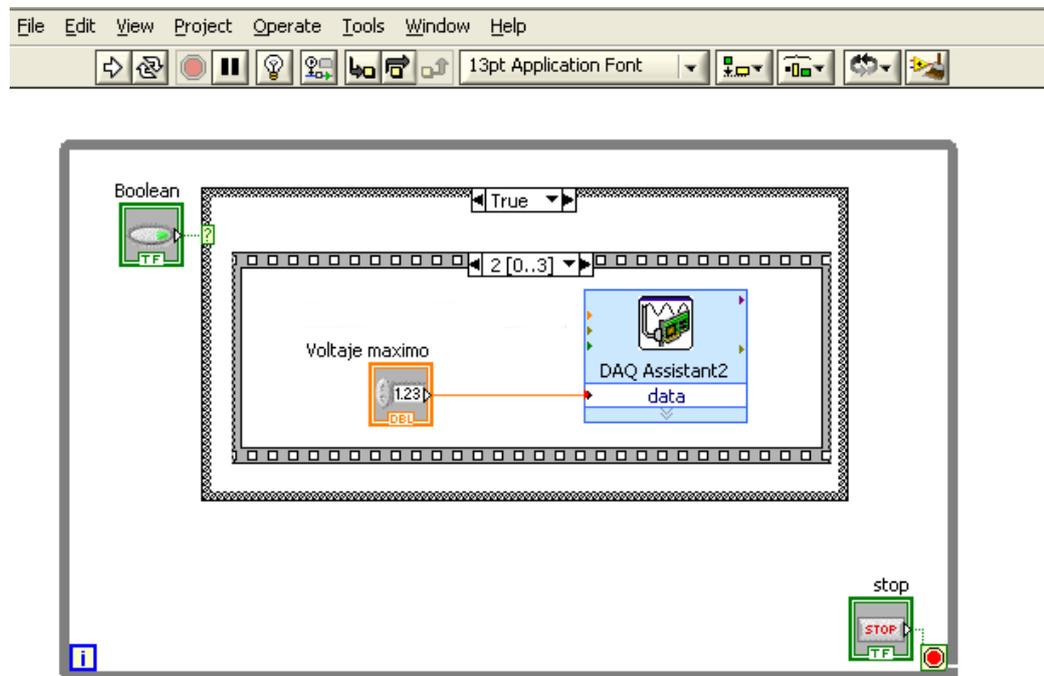


Figura E.3: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico. Caso *True*. Se genera una nueva señal de salida para operar el modulador a un voltaje máximo constante  $V = 1$  V.

## E.2. Obturación de los haces de 780 y 420 nm.

En esta sección se presenta el diagrama de bloque del programa propuesto para el control de la obturación de un AOM en conjunto con un obturador mecánico. El programa utiliza un contador  $i$  para comenzar el proceso, si el número es par el programa inicia en el caso *True*. Las Figuras E.7 a E.9 muestran el arranque del caso *True*, en el cual después de un tiempo de espera se produce una señal de salida  $V = 1$  V que enciende el AOM. Simultáneamente se genera una señal de salida  $V = 0$  V que apaga (baja) el obturador mecánico, en este caso el haz de luz es libre de pasar. Transcurrido un segundo tiempo de espera, el número en el contador se vuelve impar dando lugar al caso *False*.

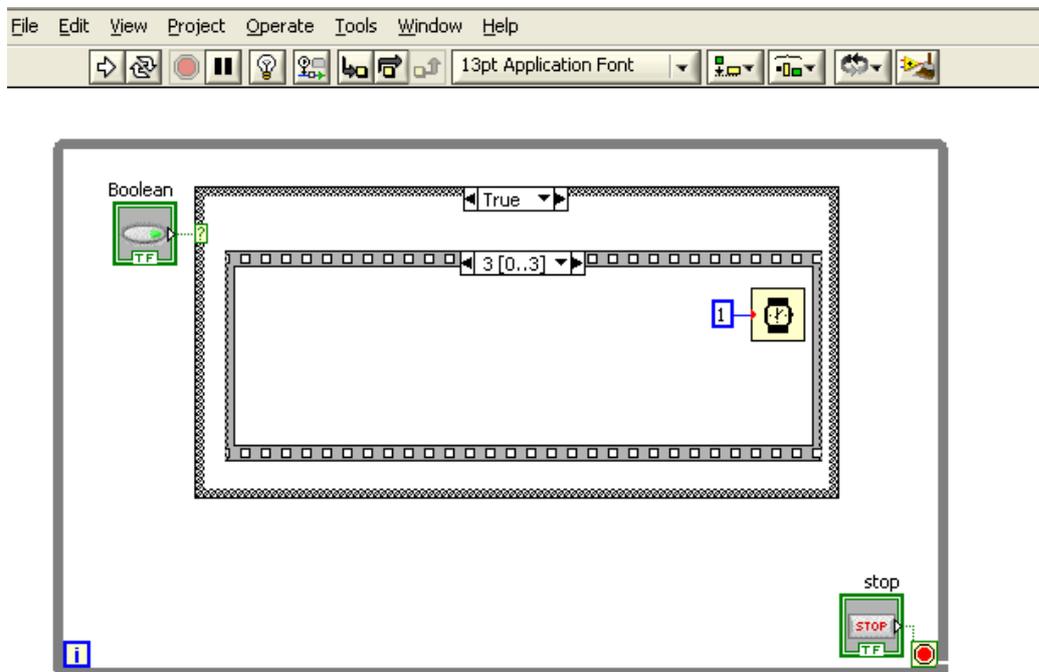


Figura E.4: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico. Caso True. Se fija un tiempo de espera para el cambio a un voltaje  $V = 0$  V.

En el caso *False* se produce una señal de salida  $V = 0$  V que apaga el AOM y una de  $V = 5$  V que enciende (sube) al obturador mecánico, bloqueando el camino del haz. Pasando otro tiempo de espera, el ciclo se vuelve a repetir hasta que el usuario lo detenga desde el panel frontal con el botón *Stop*. Las Figuras E.10 a E.12 muestran el funcionamiento del programa para el caso *False*.

174 APÉNDICE E. PROGRAMAS DE CONTROL Y OBTURACIÓN DE HACES.

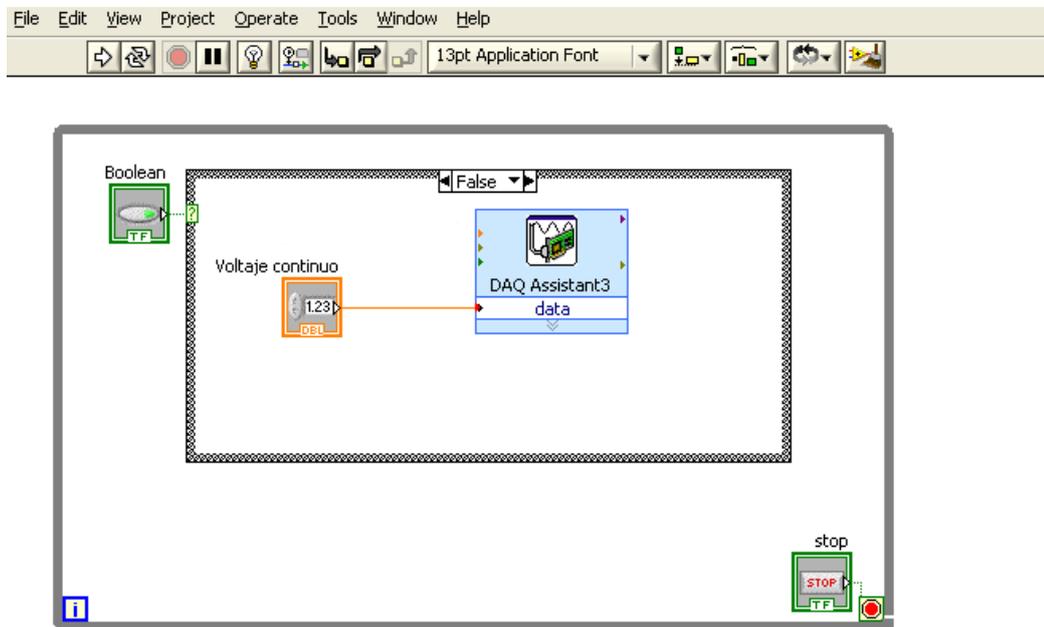


Figura E.5: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico. Caso False. Se genera una señal de salida  $V = cte$  para operar el AOM en modo continuo.

El usuario puede detener el ciclo de obturación desde el panel frontal del programa con el botón *Stop*. La Figura E.13 muestra el panel frontal del programa de obturación.

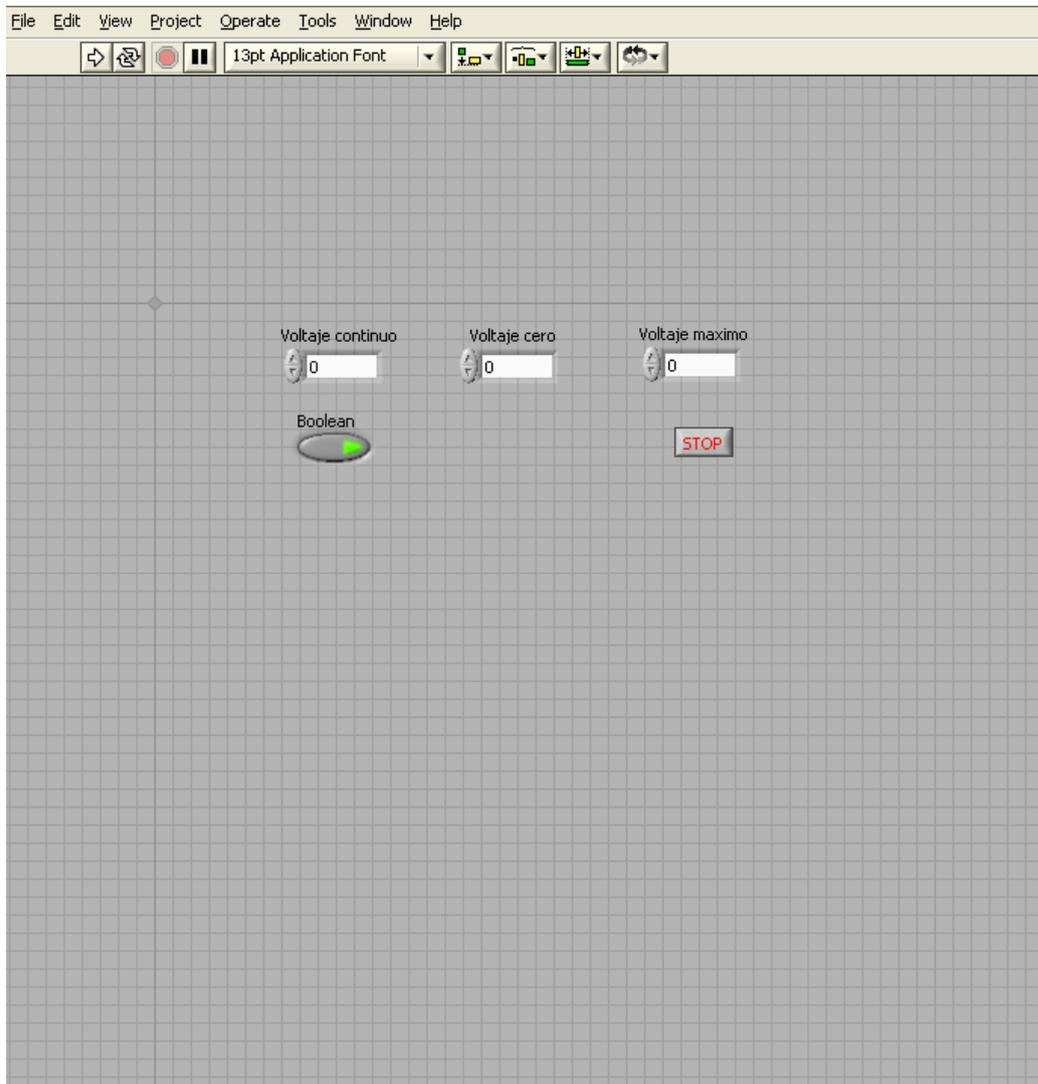


Figura E.6: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico. Panel frontal. El botón *boolean* permite elegir el modo de operación: obturación (caso True) o continuo (caso False). En la casilla *Voltaje continuo* se fija el valor de voltaje para el modo continuo. En la casilla *Voltaje cero* y *Voltaje maximo* se indica el voltaje para el modo de obturación. El botón *Stop* detiene todos los procesos.

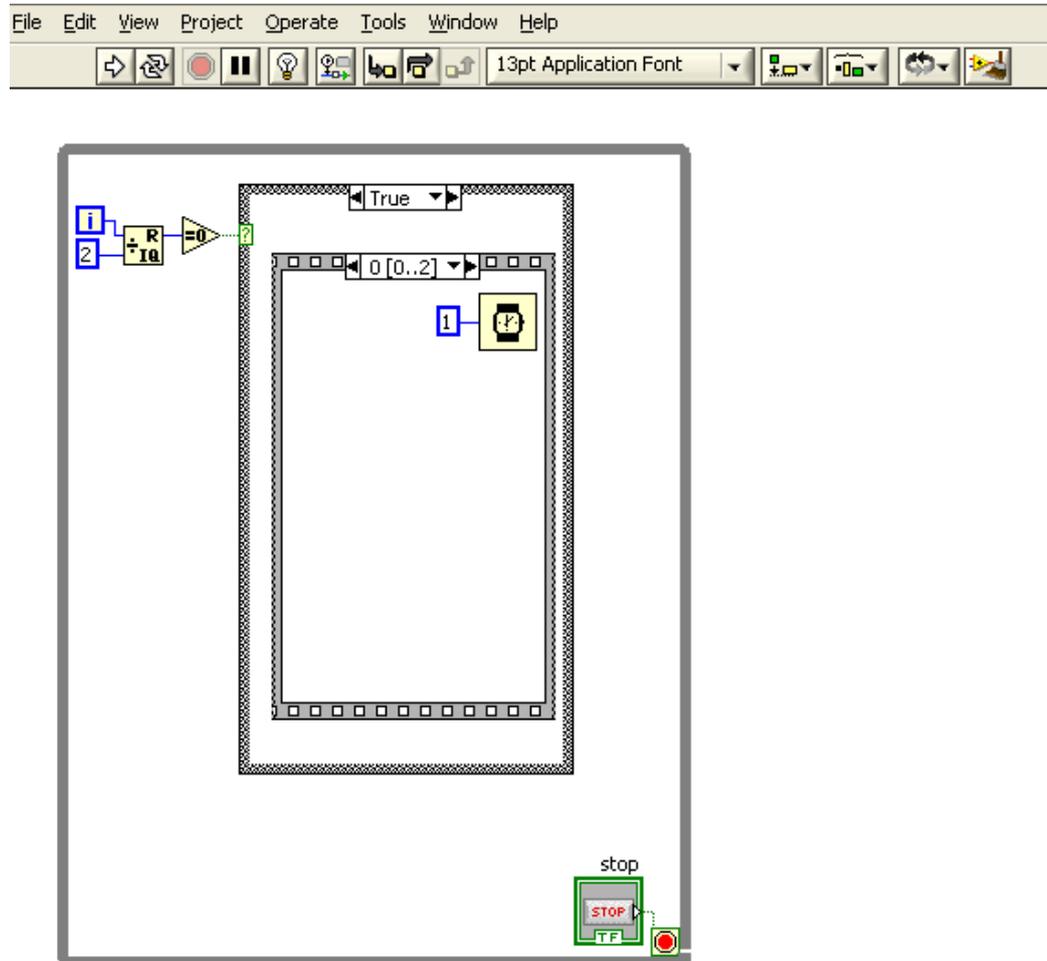


Figura E.7: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico en conjunto con un obturador mecánico: Caso True. Cuando el número en el contador es par, comienza el proceso con un tiempo de espera.

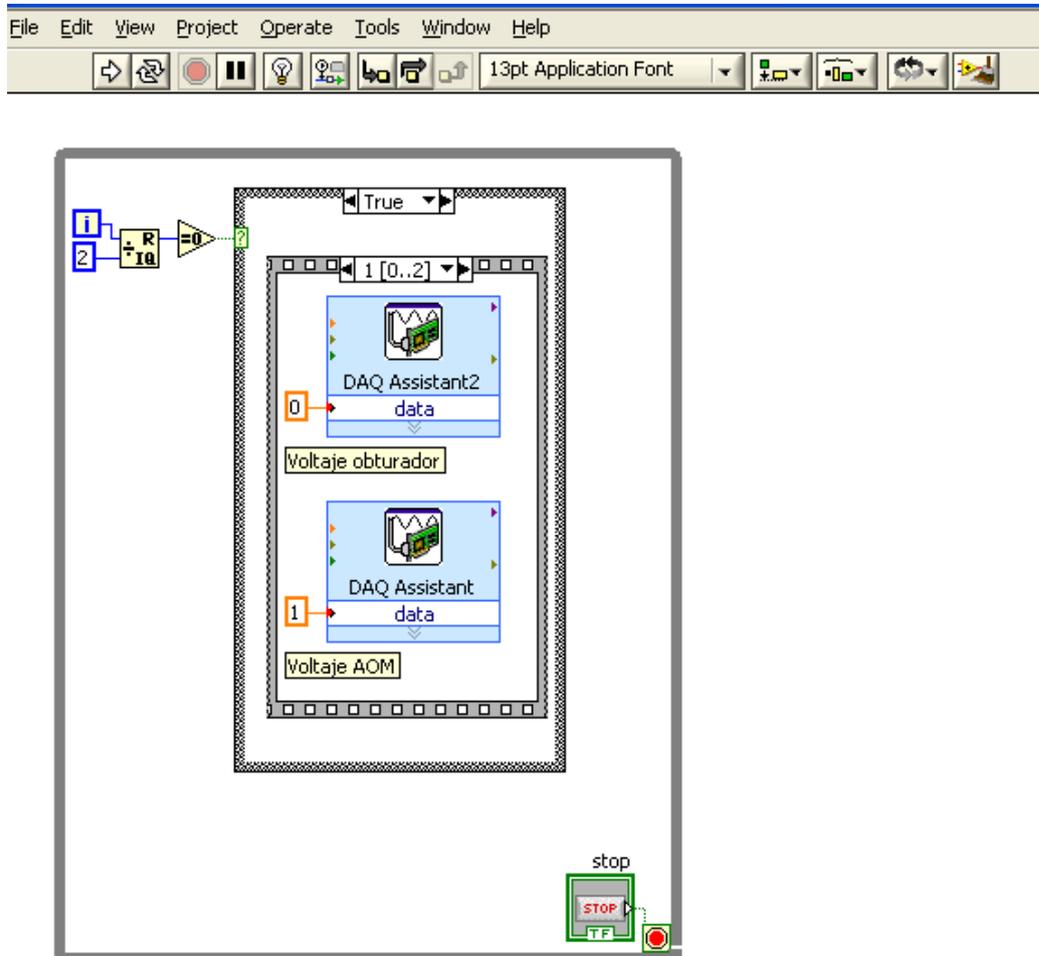


Figura E.8: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico en conjunto con un obturador mecánico: Caso True. Se genera una señal de salida  $V = 1$  V para encender el AOM y una de  $V = 0$  V para apagar el obturador mecánico.

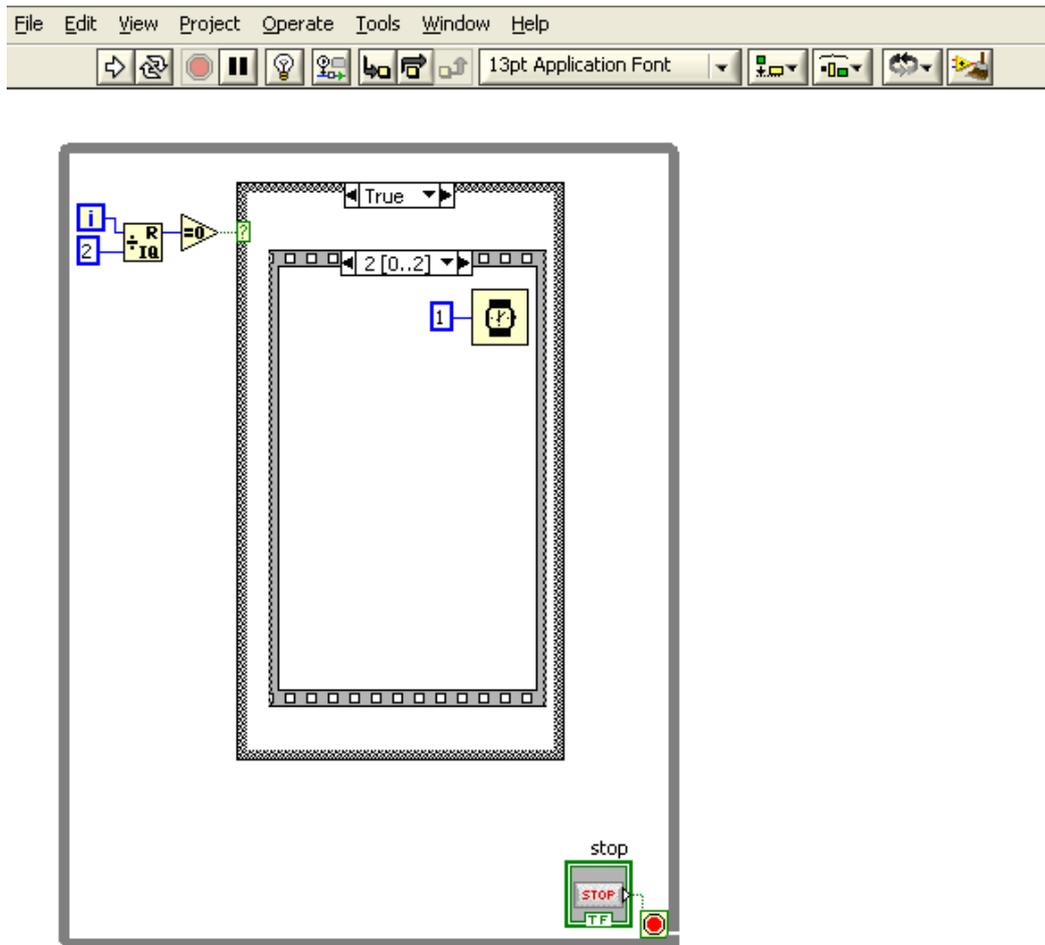


Figura E.9: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico en conjunto con un obturador mecánico: Caso True. Pasando un segundo tiempo de espera, el número en el contador se vuelve impar dando paso al caso False.

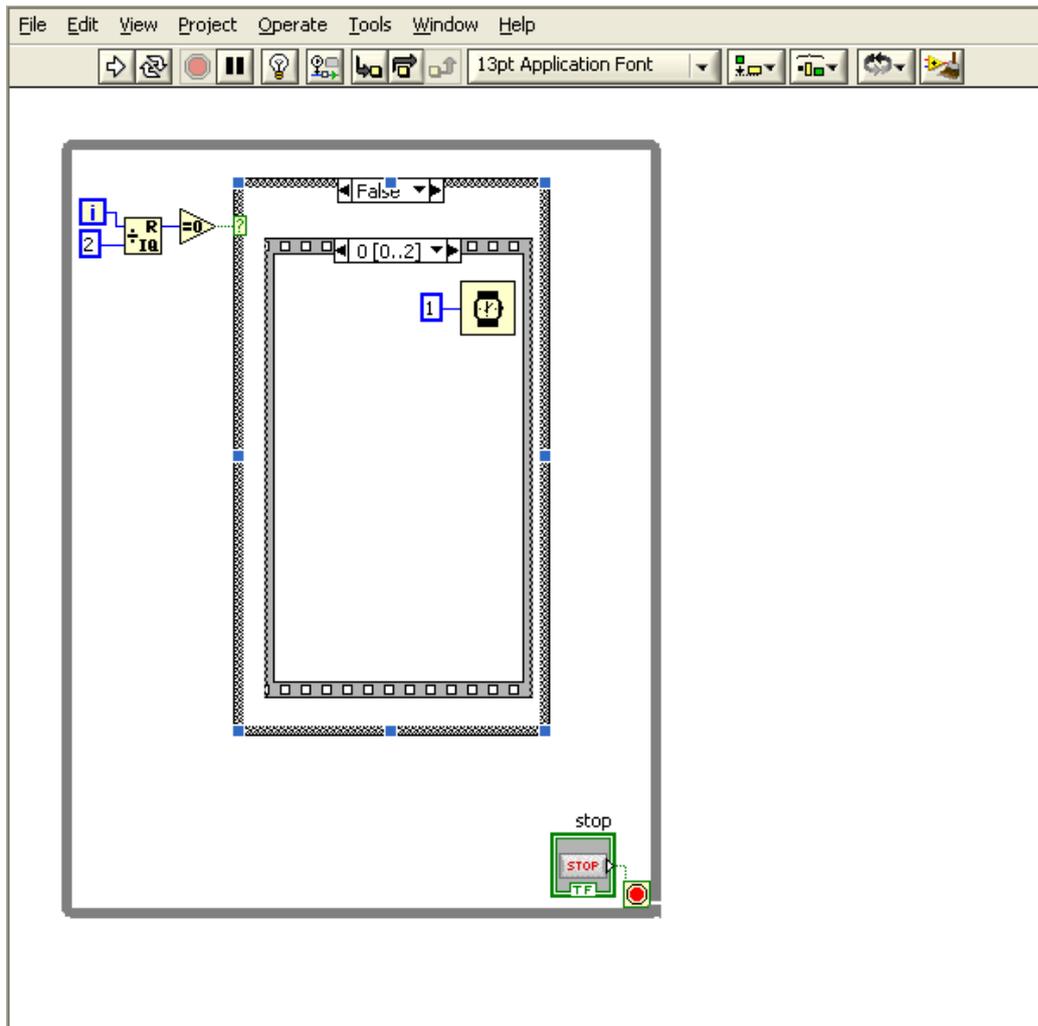


Figura E.10: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico en conjunto con un obturador mecánico: Caso False. Cuando el número en el contador es impar el proceso comienza con un tiempo de espera.

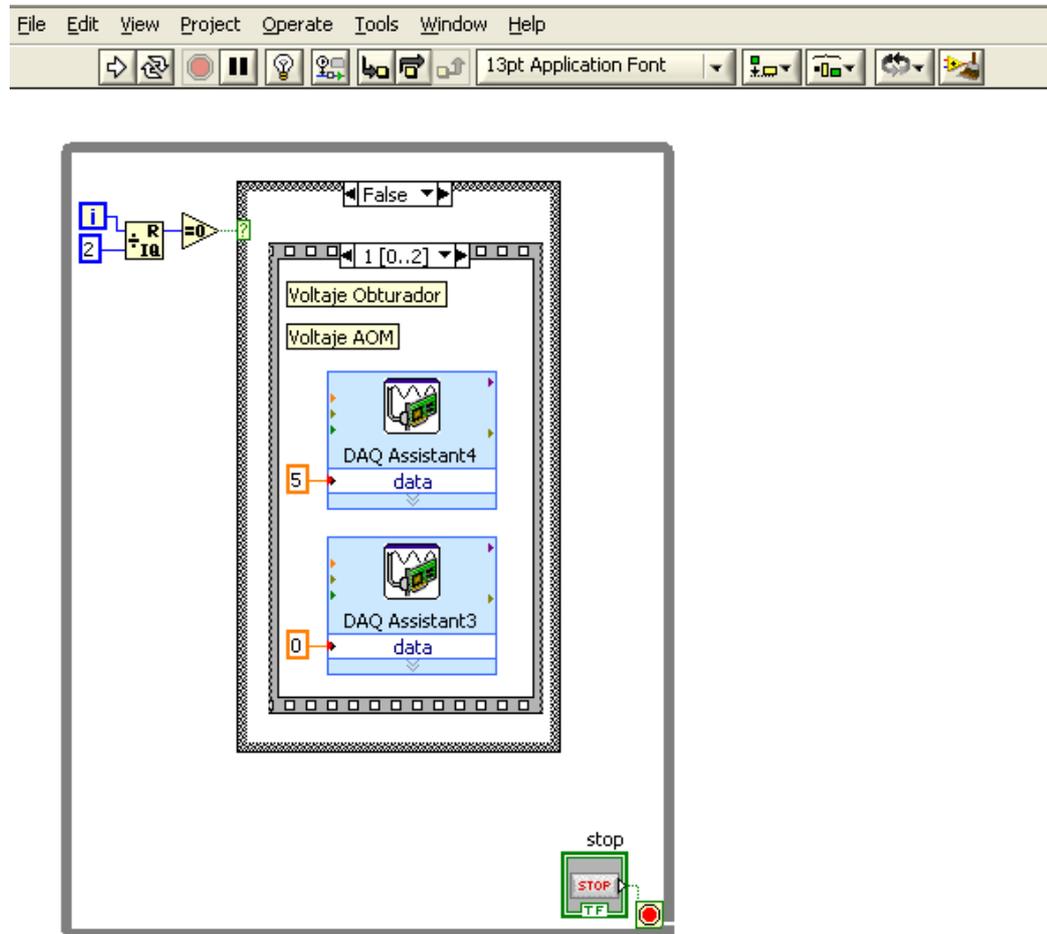


Figura E.11: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico en conjunto con un obturador mecánico: Caso False. Se genera una señal de salida  $V = 0 \text{ V}$  para apagar el AOM y una de  $V = 5 \text{ V}$  para encender el obturador mecánico.

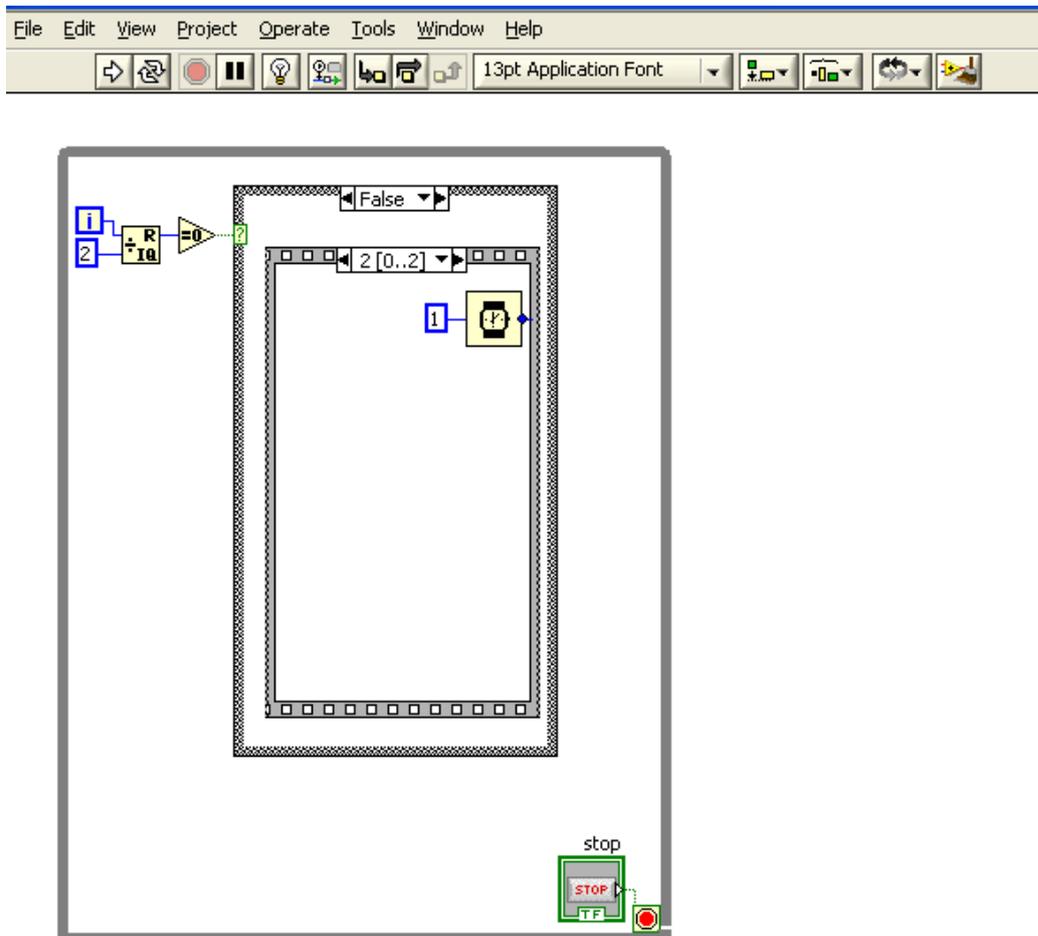


Figura E.12: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico en conjunto con un obturador mecánico: Caso False. Después de otro tiempo de espera, el número en el contador se vuelve par dando paso al caso True.

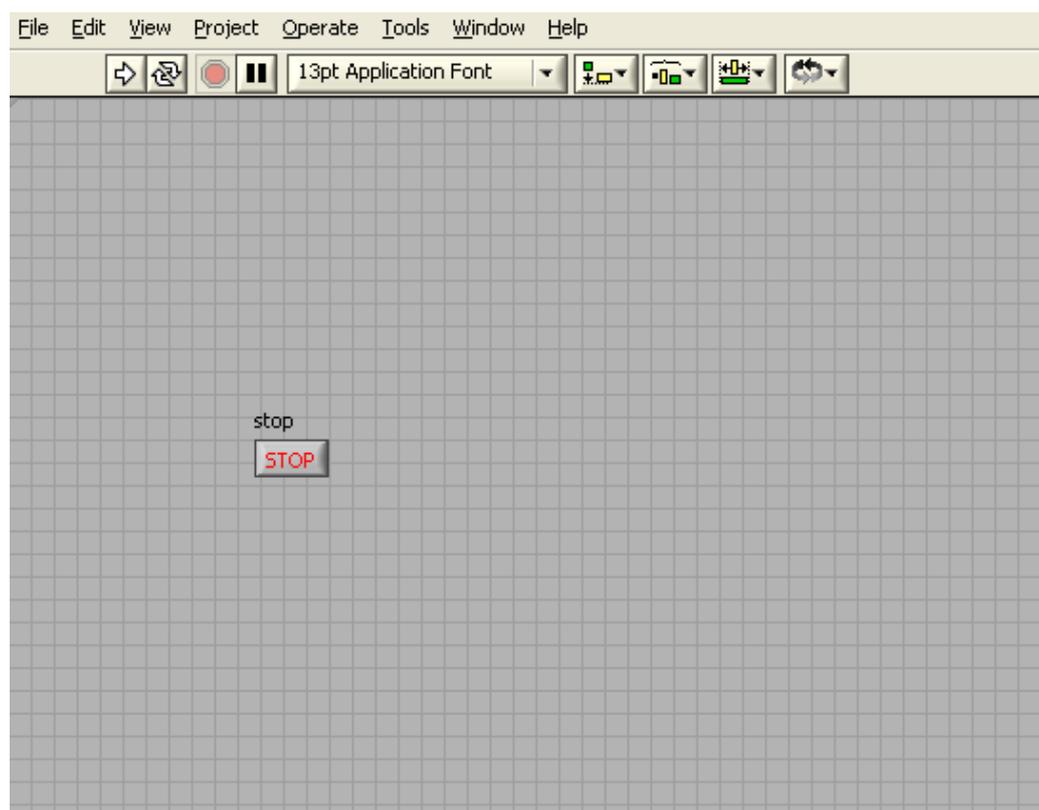


Figura E.13: Programa piloto para la obturación del modulador acusto óptico con obturador: Panel frontal. El botón *Stop* detiene el ciclo de obturación.

# Bibliografía

- [1] Santillán, J.R. *Caracterización de la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM*. Tesis de Maestría, Posgrado en Ciencias Físicas, UNAM, 2015.
- [2] Ashkin, A. *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers*. World Scientific, 2006.
- [3] Adams, C, S. y Riis, E. *Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Progress in Quantum Electronics 21(1):(1997)
- [4] Gallagher, T. *Rydberg atoms*. New York, Cambridge University Press, 1994.
- [5] Viteau, M. Radogostowicz, J. et al. *Rydberg spectroscopy of a Rb MOT in the presence of applied or ion created electric fields*. Optics Express 19(7):(2011)
- [6] Demtröder, W. *Laser Spectroscopy, Vol. 1 and Vol. 2*. Berlin, Springer, Cuarta edición, 2008.
- [7] Griffiths, David. J. *Introduction to Quantum Mechanics*. EUA, Pearson, Segunda edición, 2005
- [8] Steck, Daniel. A. *Quantum and Atom Optics*. University of Oregon, 2015. (<http://steck.us/teaching>)
- [9] Y. B. Band. *Light and matter: Electromagnetism, optics, spectroscopy and lasers*. John Wiley and Sons. 2006.
- [10] Foot, J.C. *Atomic Physics*. Oxford University Press, 2005.
- [11] Farhan, Rana. *Quantum Optics for Photonics and Optoelectronics*. Cornell University

- [12] Pathria, R. K. y Beale, P. *Statistical Mechanics*. Elsevier, 2011
- [13] Steck, D.A. *Rubidium 85 D Line Data*. University of Oregon, 2008. (<http://steck.us/alcalidata>)
- [14] Steck, D.A. *Rubidium 87 D Line Data*. University of Oregon, 2008. (<http://steck.us/alcalidata>)
- [15] Mack, M. *Measurement of absolute transition frequencies of  $^{87}\text{Rb}$  to  $nS$  and  $nD$  Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency*, 2011.
- [16] Sibalic, N. Pritchard, J. Adams, C. Weatherhill, K. *ARC: An open-source library for calculating properties of alkali Rydberg Atoms*. 2016.
- [17] Sobelman, I. *Atomic Spectra and Radiative Transitions*. New York, Spriger-Verlag, 1979.
- [18] Mojica Casique, C.A *Espectroscopia libre de Doppler en el sistema en escalera  $5S - \dot{\gamma} 5P - \dot{\gamma} 6P$  en rubidio atómico: Efectos de la polarización de la luz en la transición cuadrupolar eléctrica  $5P_{3/2} - \dot{\gamma} 6P_{3/2}$* . Tesis de Doctorado, UNAM, 2016.
- [19] Sansonetti, J.E. *Wavelengths, Transition Probabilities, and Energy Levels for the Spectra of Rubidium (RbI through Rb XXXVII)*. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, 2006.
- [20] Pearman, C., Adams, C., Cox, S., Griffin, P., Smith, D. y Hughes, I. *Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 35, 2002.
- [21] Schünemann, U., Engler, H., Grimm, R., Weidemüller, M. y Zielonkowski, M. *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*. REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS. 70(1): (1999).
- [22] Puentes, G. *Laser frequency offset locking scheme for high-field imaging of cold atoms*. Appl Phys B (2012) 107:11–16.

- [23] Ritt, G., Cennini, G., Geckeler, C. y Weitz, M. *Laser frequency offset locking using a side of filter technique*. Appl. Phys. B 79, 363–365 (2004)
- [24] Bramwell, S.R, Kane, D.M y Ferguson A.I. *Frequency offset lockin of a synchronously pumped mode-locked dye laser*. Optics communications. 56(2): (1985).
- [25] Uehara, T., Tsuji, K., Hagiwara, K., y Onodera, N. *Optical beat-note frequency stabilization between two lasers using a radio frequency interferometer in the gigahertz frequency band*. Optical Engineering 53(12):(2014).
- [26] Schilt, S., Matthey,R., Kauffmann-Werner, D., Affolderbach, C., Mileti, G. y Thévenaz, L. *Laser offset-frequency locking up to 20 GHz using a low-frequency electrical filter technique*. Applied Optics 47:(2008).
- [27] Wang, A., Meng, Z., y Feng,I. *Laser frequency-offset locking based on the frequency modulation spectroscopy with higher harmonic detection*. Applied Optics and Photonics China (AOPC2017), 2017, Beijing, China.
- [28] Kale, Y.B., Ray, A., D’Souza, R., Lawande, Q.V., y Jagatap, B.N. *Atomic frequency offset locking in a  $\Lambda$  type three-level Doppler broadened Cs system*. Appl Phys B (2010) 100: 505–514.
- [29] Fox, M. *Quantum Optics An Introduction*. Oxford Master Series In Atomic, Optical and Laser Physics, 2006.
- [30] Kowalski, K., Cao Long, V., Dinh Xuan, K., Glódź, M., Nguyen Huy. B. y Szonert, J. *Magneto-optical Trap: Fundamentals and Realization*. COMPUTATIONAL METHODS IN SCIENCE AND TECHNOLOGY Special Issue (2) 115-129 (2010).
- [31] Meystre, P. *Atom Optics*. Nueva York, Springer, 2001.
- [32] Metcalf, J.; Straten, P. *Laser Cooling and Trapping*. Nueva York, Springer, 1999.
- [33] Arpornthip, T., Sackett, C.A. y Hughes, K. J. *Vacuum Pressure Measurements using a Magneto-Optical Trap*. 2012. Recuperado desde: arXiv.org

- [34] Steane, A. M, Chowdhury, M. y Foot, C.L. *Radiation force in the magneto-optical trap*. J. Opt. Soc. Am. B, 9(12):2142–2158, Dec 1992.
- [35] Yi-Chi, Z., Ji-Zhou, W., Yu-Qing, L., Jie, M., Li-Rong, W., Yan-Ting, Z., Lian-Tuan, X., y Suo-Tang, J. *Dependence of loading time on control parameters in a standard vapour loaded magneto optical trap*. Chin. Phys. B Vol. 20, No. 12 (2011).
- [36] Weiner, J., Bagnato, V. S, Zilio, S., y Julienne, P.S. *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*. Rev. Mod. Phys., Vol. 71, No. 1, January 1999.
- [37] Bali, S., O'Hara, K. M., Gehm, M. E., Granade, S. R., y Thomas, J.E. *Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss*. Physical Review A., Vol. 60, No. 1, July 1999.
- [38] Townsend, C.G, Edwards, N.H, et al. *Phase-space density in the magneto-optical trap*. Physical Review A, 52(2):1995.
- [39] Brzozowski, T., Maczyńska, M., Zawada, M., Zachorowski, J., y Gawlik, W. *Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap–probe beam distances*. J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 4 (2002) 62–66.
- [40] Lett, P.D., Watts, R.N, Westbrook, C.I, y Phillips, W.D. *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*. PHYSICAL REVIEW LETTERS 61(2):1998.
- [41] Corning (13 de abril de 2020). Life Science. Estados Unidos *Laboratory Glassware PYREX Lab Glassware*. Recuperado de [www.corning.com](http://www.corning.com)
- [42] Mojica, C.A. *Control digital de los láseres de enfriamiento y atrapamiento utilizados en una trampa magneto-óptica*. Tesis de Maestría. Posgrado en Ciencias Físicas. UNAM. 2011.
- [43] Weissler, G.L. Carlson, R. W. *Vacuum physics an technology*. Academic Press, Volume 14, 1979.
- [44] Domínguez, G. *El efecto Stark AC en una transición de dos fotones  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  para  $^{87}\text{Rb}$  atómico en una trampa magneto óptica (MOT)*. Tesis de Licenciatura. Facultad de Ciencias. UNAM, 2017.

- [45] SAES Getters Group. *Alkali Metal Dispensers.*, 2007.
- [46] Wieman, C. and Flowers, G. *Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories. Am. J. Phys.* 1995.
- [47] MacAdam, K.B. Steinbach, A. and Wieman, C. *A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb.* 1992.
- [48] Sacher Lasertechnik Group. *User's Manual. Lynx Tunable Littrow External Cavity Diode Laser.* Alemania. Tercera edición. 2006.
- [49] Sacher Lasertechnik Group. *User's Manual. Pilot PC Laser Driver.* Alemania. Tercera edición. 2006.
- [50] Paschotta, R. (6 de mayo de 2020). Tapered Amplifiers. Estados Unidos *RP Photonics Encyclopedia*. Recuperado de [www.rp-photonics.com](http://www.rp-photonics.com)
- [51] Moglabs. *Optical amplifier Model MOA002.*
- [52] Eagleyard. *Data sheet. EYP-TPA-0780-02000-4006-CMT04-0000.*
- [53] Arroyo instruments. *Combo source 6300 series, user's manual.*
- [54] Arnold, A.S., Wilson, J.S., and Boshier, M.G. *A simple extended-cavity diode laser. Review of Scientific Instruments.* 1998.
- [55] ILX Lightwave Photonic Test & Measurement Instrumentation. *User's Guide Precision Current Sources LDX-3500 Series.*
- [56] ILX Lightwave Photonic Test & Measurement Instrumentation. *User's Guide Temperature Controller LDT-5525.*
- [57] Burleigh. *PZ-150M PZT Amplifier/ Driver, operating manual.* 1996.
- [58] New Focus. *Operating Manual LB1005 High-Speed Servo Controller.* San Jose, California.

- [59] Navarro Navarrete, J. E. *Sistema completo de espectroscopia de doble resonancia óptica  $5S1/2$ - $\dot{\gamma}$  $6P3/2$ - $\dot{\gamma}$  $20S1/2$  para la producción de átomos de Rydberg*. Tesis de Maestría. Posgrado en Ciencias Físicas. UNAM. México. 2019.
- [60] Navarro Navarrete, J. E. *Diseño, construcción y caracterización de un láser de diodo de cavidad extendida de 1049 nm para producir estados de Rydberg en átomos de rubidio*. Tesis de Licenciatura. Facultad de Ciencias. UNAM. México. 2016.
- [61] Haus, J. *Optical Sensors: Basics and Applications*. John Wiley and Sons.
- [62] Baah, S., Malvin, C. *Fundamentals of photonics*. John Willey and Sons. 2007
- [63] IntraAction Corp. *Acousto-optic modulator. Instruction manual*.
- [64] IntraAction Corp. *Deflector Driver. Instruction manual*.
- [65] Donley, E.A., Heavner, T.P., Levi, F., Tataw, M.O, y Jefferts, S.R. *Double-pass acousto-optic modulator system*. REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS 76 (2005).
- [66] McCarron, D.J. *A Guide to Acousto-Optic Modulators*. December 7. 2007.
- [67] Bruce, N. *Laboratorio de Optica, 3. La prueba de la Navaja de Foucault*. Laboratorio de Optica Aplicada, Centro de Instrumentos, U.N.A.M.
- [68] Palittapongarnpim, P. *Characterization of Magneto-optical Trap For Experiments in Light-Atom Interfacing*. Master of Science Thesis. Calgary Alberta. 2012.
- [69] Schäfter + Kirchhoff *Fiber Collimators 60FC-Q*.
- [70] Yoon, S., et al. *Characteristics of single-atom trapping in a magneto-optical trap with a high magnetic-field gradient*. Journal of Physics: Conference Series 80 (2007) 012046.
- [71] Ridinger, A., et al. *Large atom number dual-species magneto-optical trap for fermionic  $6\text{ Li}$  and  $40\text{ K}$  atoms*. Recuperado desde: arXiv.org. 2011

- [72] Sproles, D. *Laser Spectroscopy and Magneto-Optical Trapping of Rubidium Atoms*. Master Thesis. Stony Brook University. 2008
- [73] AVT Cameras. *AVT Guppy F-044B NIR / F-044C NIR*.
- [74] Fuentes, M.P.C. *Diseño de un sistema de obtención de imágenes por absorción en átomos fríos de rubidio*. Tesis de Licenciatura. Facultad de Ciencias. Universidad Autónoma del Estado de México. 2011.
- [75] PXI. *NI PXI-1042 Series User Manual*.
- [76] PXI. *NI PXI-8106 User Manual*.
- [77] PXI. *NI PCI-8252 Quick Start Guide*.
- [78] PXI. *DEVICE SPECIFICATIONS NI 6251*.
- [79] PXI. *Getting Started with the NI PXI/PCI-1411*.
- [80] PXI. *NI 660x Specifications*.
- [81] Singer, K., Jochim, S., Mudrich, M., Mosk, A., y Weidemüller, M. *Low-cost mechanical shutter for light beams*. Review of Scientific Instruments 73(12):4402–4404 (2002)
- [82] Ruiz, Martínez, E. *Uso de un tubo fotomultiplicador contador de fotones para la detección de la transición cuadrupolar eléctrica  $5P_{3/2} \rightarrow 6P_{3/2}$  en rubidio atómico*. Tesis de Licenciatura. Facultad de Ciencias. UNAM. 2017.
- [83] Wippel, V., Binder, C., Huber, W., Windholz, L., Allegrini, M., Fuso, F., y Arimondo, E. *Photoionization cross-sections of the first excited states of sodium and lithium in a magneto optical trap*. Eur. Phys. J. D 17, 285–291 (2001)
- [84] Sagna, N., Dudge, G., and Thomann, P. *The capture process in spherical magneto-optical traps: experiment and 1D magnetic field models*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 28 (1995) 3213–3224.
- [85] Talavera, M., et al. *Accurate absolute measurement of trapped Cs atoms in a MOT*. REVISTA MEXICANA DE FÍSICA 53 (5) 358–365. 2007

- [86] Vorozcovs, et al. *Measurements of temperature scaling laws in an optically dense magneto-optical trap*. J. Opt. Soc. Am. B. Vol. 22, No. 5. 2005.
- [87] Smythe, W. *Static and dynamic electricity*. USA, Taylor and Francis. Tercera edición. 1989.
- [88] Extavour, M. *Design and construction of magnetic elements for trapping and transport of cold neutral atoms*. 2004
- [89] Bergeman, T., Erez, G., y Metcalf, H. *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*. Phys. Rev. A, 35:1535–1546, Feb 1987.