



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Medición y control de la frecuencia de la luz de
atrapado y control de campos magnéticos para
una trampa magneto-óptica de átomos de
rubidio.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
LUIS ARMANDO VIEYRA REBOYO

DIRECTOR DE TESIS:
DR. FERNANDO RAMÍREZ MARTÍNEZ



2014

Ciudad Universitaria, D. F.



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

Agradecimientos

A mi madre, por sus sabios consejos, regaños y ante todo su invaluable apoyo que me han formado como lo que soy.

A mi hermana, quien a su corta edad me ha demostrado ser una gran persona. Deseo te forjes un camino lleno de éxito.

Al Dr. Fernando Ramírez, mi director de tesis, por el enorme apoyo y sobre todo paciencia que me ha brindado, por corregir de manera crítica pero amable mis errores, por llamarme la atención cuando ha sido necesario y por enseñarme lo interesante que puede ser estar en un laboratorio de experimentación. Sin duda has sido un excelente guía y te agradezco por permitirme ser parte del equipo.

Al Dr. Jiménez, al Dr. Flores y a los compañeros del laboratorio de átomos fríos, que me han ayudado a concluir este trabajo.

A Oscar Ocampo, excelente profesor y mejor amigo, quien me mostró que la ciencia puede ser una forma de vida y siempre ha tenido un buen consejo sarcástico. A Sebastian, run you clever boy and remember.

A todos mis amigos de la facultad, jamás olvidare todas esas excelentes charlas al calor de un café en el Prometeo que me hicieron hacer de la física un estilo de vida.

A la UNAM, que hace 10 años me abrió sus puertas y me permitió ser parte de esta gran comunidad. Espero algún día poder retribuirle un poco de lo que me ha brindado.

A CONACYT y DGAPA por el apoyo otorgado para la realización de este trabajo a través de los proyectos **SEP-CONACYT 168498-11**, “**Produc-**

ción de estados de Rydberg en átomos de Rb por medio de la excitación con tres fotones” y SEP-CONACYT 168451-11, "Medición de la transición cuadrupolar eléctrica $5p2P_{3/2} \rightarrow 6p2P_{1/2}$ en rubidio en una trampa magneto-óptica; y PAPIIT IA101714, “Excitación de átomos de rubidio a estados de Rydberg con tres fotones”, PAPIIT IA101012, “Efectos de polarización en procesos de excitación multifotónica”

Cuando un alma tiende al ensueño, no hay que apartarla de él ni dársele con ración. Mientras desvíe usted su alma de los ensueños se quedará sin conocerlos y será usted juguete de mil apariencias, porque no ha comprendido usted su naturaleza. Si se estima que soñar un poco es peligroso, lo que cura no habrá de ser soñar menos, si no soñar más, el pleno ensueño.

En busca del tiempo perdido II: A la sombra de las muchachas en flor.
Marcel Proust.

Resumen

Una trampa magneto-óptica (MOT por sus siglas en inglés) emplea un campo magnético inhomogéneo y radiación electromagnética láser para reducir la energía cinética de una colección de átomos y confinarlos espacialmente. Esta herramienta requiere de la generación en una región del espacio de un gradiente de campo magnético constante, como un campo cuadrupolar magnético producido por una configuración de dos bobinas en configuración anti-Hemholtz. Así mismo, la configuración más común de una MOT consiste en tres pares de rayos láser circularmente polarizados ubicados de forma contrapropagante y corridos al rojo con respecto a una transición cíclica del átomo que se quiere atrapar. Estos haces se interceptan de forma perpendicular en la zona donde el campo magnético se anula. Gracias al efecto Doppler y debido a que el campo magnético depende de la posición, la resonancia atómica y las probabilidades de transición dependen tanto de la posición como de la velocidad de los átomos; al utilizar la polarización circular y un corrimiento de los haces hacia el rojo se produce una fuerza restitutiva que mantiene a los átomos confinados alrededor del punto donde se cancela el campo magnético.

La principal herramienta de diagnóstico de las nubes de átomos confinados en una MOT consiste en tomar una fotografía de las mismas por medio de una cámara CCD. Esto puede realizarse de dos maneras, ya sea registrando la absorción producida por la nube de átomos atrapados inducida sobre un haz de luz resonante o registrando la fluorescencia emitida por la nube cuando interactúa con un campo de luz resonante. Para el primero de estos dos casos es necesario interrumpir de manera súbita la fuerza de atrapado para tomar la imagen de la nube de átomos en el instante mismo en que es liberada o incluso algunos cuantos milisegundos después (técnica de tiempo de vuelo, TOF por sus siglas en inglés) para registrar la forma en que cae y se disipa cuando es dejada en libertad. Para implementar estas técnicas es entonces necesario apagar de forma rápida (tiempos del orden de cien microsegundos) tanto el

campo magnético como el campo de radiación láser con los que atrapamos a la nube.

En el presente trabajo presentamos una descripción detallada de los sistemas que se han implementado en el Laboratorio de Átomos Fríos del ICN para la interrupción rápida tanto del campo magnético como de las componentes de luz láser utilizadas en nuestra MOT. Para empezar, realizamos el diseño, construcción y caracterización de un circuito de control del encendido y apagado del campo magnético generado por las bobinas que conforman la MOT. A continuación, se diseñó y construyó un sistema para la obturación rápida de un haz de luz láser por medio de la utilización de un modulador acusto-óptico (AOM por sus siglas en inglés) en configuración de doble paso y se realizó un estudio del desempeño del sistema. Este último además de la extinción rápida de la radiación de atrapado, también nos provee de una herramienta para el control fino y rápido de la frecuencia de la radiación láser con la que interaccionan los átomos.

Índice general

Agradecimientos	IV
1. Introducción	2
2. Enfriamiento y atrapado atómico	4
2.1. Introducción	4
2.2. Enfriamiento Láser	5
2.2.1. Enfriamiento Doppler	6
2.2.2. Enfriamiento subDoppler	10
2.3. Trampa Magneto Óptica	11
2.4. Láser trampa y de rebombéo	13
2.5. El átomo de rubidio	14
2.5.1. Propiedades físicas	14
2.5.2. Propiedades espectroscópicas	14
3. Caracterización de las propiedades físicas de la MOT	17
3.1. Mediciones por imagen de fluorescencia de la MOT	18
3.2. Proceso de carga de la MOT	19
3.3. Mediciones por imagen de absorción de la MOT	20
3.3.1. Análisis de la imagen de absorción	21
3.3.2. Temperatura de la nube atómica	23
4. Dispositivo de control de la interrupción del campo magnético de la MOT	26
4.1. Diseño y fabricación del sistema de control de campos magnéticos 26	
4.1.1. Descripción del sistema de interrupción del campo magnético	27
4.2. Interrupción del campo magnético	30

5. Sistema de modulación de la frecuencia de los láseres	34
5.1. Diseño y especificaciones del sistema de modulación acusto- óptica a doble paso	34
5.1.1. Moduladores acusto-ópticos	35
5.1.2. Sistema de modulación acusto-óptica a doble paso . . .	40
5.2. Caracterización del sistema de modulación a doble paso	42
5.2.1. Caracterización del modulador acusto-óptico	43
5.2.2. Caracterización del sistema de modulación a primer paso	44
5.2.3. Caracterización del sistema de modulación a doble paso	44
6. Conclusiones	48
Bibliografía	50

Capítulo 1

Introducción

El desarrollo de la mecánica cuántica el siglo pasado nos permitió tener un mayor entendimiento de los átomos. Actualmente gracias al avance científico y tecnológico y al conocimiento que tenemos del átomo y su interacción con la radiación podemos estudiar su estructura interna y tener un control nunca antes obtenido sobre los átomos [8, 11].

El sistema ideal para estudiar un sistema cuántico es un átomo que se encuentra aislado y en el cual podemos manipular sus grados de libertad como son sus niveles de energía internos, momento angular de espín, posición y momento lineal. La mejor aproximación a este sistema ideal la podemos obtener a partir del uso de la técnica de enfriamiento y atrapado láser de átomos. A partir de esta técnica de manipulación de átomos con láser, se ha podido crear un sistema atómico donde podemos realizar mediciones con muy alta precisión e incluso ha permitido el desarrollo de nuevos estudios en física [8, 10].

En el presente trabajo se explican los principales procesos físicos utilizados para lograr el enfriamiento y atrapado láser de átomos. La trampa magneto-óptica del Laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM está diseñada para atrapar átomos de rubidio (Rb) por lo cual se exponen también sus principales características físicas y espectroscópicas. Además de realizar el enfriamiento láser esta técnica puede utilizarse para conocer las propiedades de una muestra atómica atrapada en la MOT. Por consiguiente, se describen las técnicas de obtención de imágenes utilizadas para realizar este diagnóstico. Se pondrá énfasis en la técnica de tiempo de vuelo, pues el dispositivo de control de campo magnético presentado en esta

tesis fue fundamental para incorporar dicha técnica en el sistema experimental de átomos fríos del ICN.

A continuación, realizamos una descripción detallada del diseño, fabricación y caracterización del circuito de control de campos magnéticos producidos por el sistema de bobinas de la MOT. Al implementar este sistema a los procesos de control de la MOT se obtuvieron imágenes de absorción de la nube atómica. Estas imágenes fueron utilizadas para caracterizar las propiedades físicas de la MOT a partir de la técnica de tiempo de vuelo.

Por último, describimos el principio de funcionamiento de los moduladores acusto-ópticos y el diseño del sistema de modulación a doble paso que se realizó para el control de la frecuencia de los láseres. Se muestran las mediciones realizadas para la caracterización de la eficiencia del sistema de modulación a doble paso.

Capítulo 2

Enfriamiento y atrapado atómico

Karma police arrest this man. He talks in maths. He buzzes like a fridge. He's like a detuned radio.

Karma police. Radiohead.

2.1. Introducción

En este capítulo describimos el principio de funcionamiento de la trampa magneto-óptica (MOT) desarrollada en el laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares (ICN). La MOT consiste en una cámara de vacío a una presión muy baja donde se tiene vapor de rubidio. Mediante las ventanas de la cámara de vacío hacemos incidir 6 haces láser en pares contrapropagantes en las tres direcciones cartesianas que se intersectan en el centro de la cámara. Mediante un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz se genera un campo magnético que es cero en el centro y cuya magnitud aumenta conforme se aleja del mismo. Al poner los haces láser debajo de resonancia (desintonizado hacia al rojo) de alguna transición atómica cíclica, la luz láser produce una fuerza sobre los átomos que depende de la velocidad, la cual provoca el enfriamiento de la nube atómica y junto con el campo magnético también provoca el atrapado.

Como ya hemos mencionado, una MOT nos permite tener una nube de átomos atrapada a temperaturas muy bajas y el control de los grados de libertad internos y externos de los átomos [11]. En general existen *MOT's* unicamente

para algunos elementos atómicos, entre los que destacan los átomos alcalinos. La única condición para atrapar un elemento es contar con los láseres cerca de resonancia de los niveles de energía internos de alguna transición cíclica y de rebombeo. En el caso de Rb debido a que cuenta con sólo dos niveles hiperfinos en el estado base, ocuparemos dos láseres para tener una MOT.

Antes de comenzar con la descripción particular de la MOT daremos una introducción de cómo es que la luz y el gradiente de campo magnético permiten enfriar y atrapar a los átomos. Luego, daremos los detalles de la MOT construida en el laboratorio y algunas propiedades físicas y espectroscópicas del rubidio.

2.2. Enfriamiento Láser

La radiación electromagnética transporta momento. A partir de la teoría electromagnética se tiene que cuando un objeto absorbe radiación su momento cambia de acuerdo con la conservación de momento [9]. La fuerza sobre este objeto es igual a la razón de cambio de momento.

La interacción entre la luz y los átomos se da de tres formas: por absorción de un fotón por un átomo, por emisión espontánea de un fotón por un átomo y por emisión estimulada de un fotón por un átomo al incidir un segundo fotón [5].

El fotón que absorbe un átomo tiene una energía igual a la diferencia de energías entre los estados involucrados en la transición excitada por el fotón. En consecuencia la energía del fotón se convierte en energía interna del átomo cuando uno de sus electrones pasa al estado excitado. Además del cambio en la energía interna del átomo, el fotón le transmite al átomo una cantidad de momento dada por $\hbar\vec{k}$, donde \vec{k} es el vector de onda cuya magnitud es igual a $2\pi/\lambda$. Si el fotón viaja en la misma dirección que el átomo, el momento de este último habrá aumentado en $\hbar\vec{k}$ o habrá disminuido en esa misma proporción si viaja en la dirección opuesta. La velocidad y la energía de retroceso para un átomo de masa M son respectivamente [11]

$$v_{rec} = \frac{\hbar\vec{k}}{M}, \quad (2.1)$$

$$E_{rec} = \frac{\hbar^2|\vec{k}|^2}{2M} = k_B T_R. \quad (2.2)$$

De la última ecuación k_B es la constante de Boltzmann y T_R es la temperatura límite de retroceso que es la mínima temperatura a la que los átomos se encuentran cuando se disminuye su velocidad usando radiación.

Cada fotón absorbido empuja al átomo con una fuerza \vec{F}_{abs} . Después de absorber el fotón, el átomo reemite un fotón de manera espontánea en cualquier dirección y siente una fuerza por emisión \vec{F}_{emi} . El resultado de la dispersión de muchos fotones es una fuerza promedio $\langle \vec{F}_{dis} \rangle$ que frena al átomo [8]

$$\begin{aligned}\vec{F}_{dis} &= \vec{F}_{abs} + \vec{F}_{emi}, \\ \langle \vec{F}_{dis} \rangle &= \langle \vec{F}_{abs} \rangle,\end{aligned}\tag{2.3}$$

donde la fuerza por emisión espontánea se promedia a cero. Esto es debido a que los fotones emitidos espontáneamente tienen la misma probabilidad de ser emitidos en cualquier dirección y después de un número considerable de procesos la fuerza resultante es nula. En consecuencia la fuerza por absorción es igual al momento del fotón $\hbar\vec{k}$ por la tasa de fotones dispersados R_{dis}

$$\langle \vec{F}_{dis} \rangle = \langle \vec{F}_{abs} \rangle = R_{dis} \times \hbar\vec{k}.\tag{2.4}$$

2.2.1. Enfriamiento Doppler

A partir del análisis de la interacción del átomo de dos niveles con la radiación electromagnética se obtiene que la razón de dispersión de fotones está dada por la ecuación [8, 11]

$$R_{dis} = \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2(\delta/\gamma))^2},\tag{2.5}$$

donde γ es la razón de decaimiento del estado excitado, δ es la desintonía del láser ($\delta = \omega - \omega_o + \vec{k} \cdot \vec{v}$), \vec{v} es la velocidad del átomo, I es la intensidad del láser e I_{sat} es la intensidad de saturación para la transición. Usando las ecuaciones (2.4) y (2.5) la fuerza promedio sobre el átomo resulta

$$\langle \vec{F} \rangle = \hbar\vec{k} \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + \left(\frac{2\delta}{\gamma}\right)^2}.\tag{2.6}$$

De la ecuación (2.6) observamos que al aumentar la intensidad del láser $I \rightarrow \infty$, la fuerza tiende a un valor límite $\langle \vec{F}_{max} \rangle = \hbar\vec{k} \frac{\gamma}{2}$.

Si consideramos el átomo desde el marco de referencia del laboratorio, los átomos se encuentran en movimiento y experimentan un cambio en la frecuencia del láser debido al efecto Doppler. El efecto Doppler sucede debido al movimiento relativo entre una fuente emisora con respecto al receptor. La frecuencia de cualquier onda en el sistema de referencia del receptor es mayor si la fuente se mueve hacia el receptor y es menor si se aleja de él [5]. Gracias al efecto Doppler y al desplazamiento en frecuencia del láser utilizado en el enfriamiento, la probabilidad de que el átomo absorba los fotones que viajan en direcciones opuestas a su propia dirección de movimiento es mayor. La relación entre la frecuencia medida en el laboratorio ω_o y la frecuencia ω en un marco de referencia que se mueve con velocidad v es [11]

$$\omega = \omega_o \left(\frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \right) = \omega_o \left(1 - \frac{v}{c} + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{c}\right)^2 + \dots \right), \quad (2.7)$$

donde c es la velocidad de la luz. Antes de ser enfriados, los átomos están en un gas a temperatura ambiente por lo que se mueven a velocidades mucho más pequeñas que la velocidad de la luz $v \ll c$, en consecuencia podemos desprestigiar los términos cuadráticos de la expansión en series de Taylor para escribir

$$\omega = \omega_o - kv. \quad (2.8)$$

Se utilizan varias técnicas para compensar los cambios en la desintonía a medida que el átomo disminuye su velocidad y mantener la fuerza cerca de su valor máximo. Una de estas técnicas para lograr el frenado de átomos son las melazas ópticas. Una melaza óptica utiliza la desintonía por efecto Doppler para seleccionar los átomos en función de su velocidad [11].

Un par de haces que se contrapropagan en la dirección z (Figura 2.1a) y que se sintonizan en la frecuencia de resonancia ω_o interaccionan principalmente con átomos cuya componente de velocidad v_z es cero. Sin embargo, para los átomos que están en movimiento el efecto Doppler produce un desbalance de fuerzas. Consideremos un átomo que se mueve a la derecha con velocidad v como se aprecia en la Figura 2.1b. En el marco de referencia del átomo, la frecuencia ω de un haz que se propaga en dirección contraria aumenta su valor una cantidad kv_z . Si la frecuencia del láser ω está por debajo de la frecuencia de resonancia del átomo ω_o , sólo los átomos que se mueven hacia este haz están cerca de resonancia con el átomo y la tasa de absorción γ aumenta para este caso. Este proceso da como resultado una fuerza resultante que frena al átomo

en la dirección z . Los átomos en un gas se mueven en todas direcciones y para reducir su temperatura se necesitan tres pares de haces a lo largo de los tres ejes coordenados.

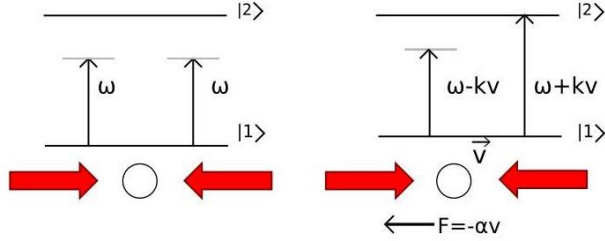


Figura 2.1: (a) Átomo en reposo que interactúa con un par de haces ω_o contrapropagándose. (b) Átomo en movimiento que interactúa con los haces de frecuencia $\omega \pm kv$.

En la Figura 2.2 se muestra como los átomos que se mueven con una velocidad \vec{v} y en dirección contraria a la luz tienen una mayor probabilidad de ser excitados si la frecuencia del láser está desintonizada hacia el rojo con respecto a la frecuencia de transición ω_o ($\delta = \omega - \omega_o$).

Para calcular la magnitud de la fuerza de frenado F_{mel} causada por un par de haces, se consideran dos haces contrapropagándose a lo largo del eje z . La diferencia entre las fuerzas del haz en una dirección y la otra es [8]

$$\begin{aligned}
 F_{mel} &= F(\omega - \omega_o - kv) - F(\omega - \omega_o + kv) \\
 &\simeq \left[F(\omega - \omega_o) - kv \frac{\partial F}{\partial \omega} \right] - \left[F(\omega - \omega_o) + kv \frac{\partial F}{\partial \omega} \right] \quad (2.9) \\
 &\simeq -2kv \frac{\partial F}{\partial \omega}
 \end{aligned}$$

donde asumimos velocidades pequeñas $kv \ll \gamma$ en la expansión de la fuerza F . Esta fuerza efectiva F_{mel} sobre el átomo se puede escribir como

$$F_{mel} = -\alpha v. \quad (2.10)$$

La luz ejerce una fuerza dependiente de la velocidad, que es equivalente a la fuerza de fricción producida por un líquido viscoso (de aquí el nombre

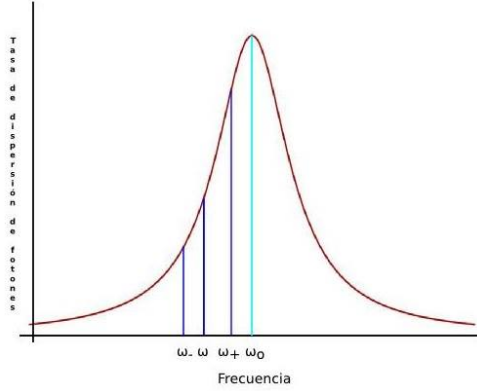


Figura 2.2: La tasa de absorción de fotones de un átomo sigue una función Lorentziana con un pico en la frecuencia de resonancia atómica ω_0 . El ancho medio de la curva es γ , en ausencia de ensanchamiento por potencia. Cuando el átomo se mueve hacia el fotón se corre a ω_+ y cuando se aleja del fotón se corre a ω_- .

de melaza óptica). Al derivar la ecuación (2.6) se obtiene el coeficiente de amortiguamiento como [8, 11]

$$\alpha = 2k \frac{\partial F}{\partial \omega} = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{-\frac{2\delta}{\gamma}}{\left[1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(\frac{2\delta}{\gamma}\right)^2\right]^2}. \quad (2.11)$$

Como el proceso de frenado requiere un coeficiente de amortiguamiento positivo se debe cumplir que $\delta = \omega - \omega_0 < 0$.

De la relación de $k_B T/2 = mv_x^2 = D_p/2\alpha$, donde D_p es el coeficiente de difusión en el espacio de momento, la temperatura de equilibrio en la melaza está dada por [8]:

$$k_B T = \frac{\hbar\gamma^2}{8\delta} \left[1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(\frac{2\delta}{\gamma}\right)^2\right] \quad (2.12)$$

Para $I \ll I_{sat}$ y $\delta = \gamma/2$ la temperatura mínima alcanzable está dada por $T_D = \hbar\gamma/2k_B$. A esta temperatura se conoce como el límite de enfriamiento Doppler.

En 1988 se reportó mediante mediciones precisas que la temperatura de melazas ópticas era alrededor de seis veces menor que la del límite Doppler [8]. Estos resultados hicieron pensar en otros mecanismos que explicaran el enfriamiento de los átomos a temperaturas por debajo del límite Doppler. El entendimiento de este resultado requiere incluir la información de todos los niveles de energía que están presentes en un átomo y los efectos de la polarización de los diferentes haces.

2.2.2. Enfriamiento subDoppler

En la sección anterior estudiamos el enfriamiento Doppler, mediante este proceso, se sabe que los átomos se pueden enfriar hasta un cierto límite llamado *límite Doppler*. Este límite como vimos, está dado por [11]:

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} \quad (2.13)$$

Para el caso de ^{85}Rb y ^{87}Rb este límite está determinado por el ancho natural de la transición que usamos para realizar la MOT. La naturaleza de este límite es estocástica, pues está basado en el balance de los procesos de disipación y difusión aleatorios de los procesos espontáneos que intervienen, lo que lleva al sistema a un estado de equilibrio después de varios procesos de absorción y emisión. Sin embargo, en esta configuración de melaza óptica los átomos alcanzan temperaturas aun más bajas [8], por lo cual ha sido llamado enfriamiento subDoppler. La explicación de porque los átomos se enfrían aun más, se debe a un efecto llamado *enfriamiento Sísifo* [13]. Este efecto se basa en un enfriamiento de la nube atómica debido a la presencia de un gradiente de polarización de la luz, lo cual hace que los átomos pierdan energía cinética mediante varios ciclos de bombeo óptico entre subniveles magnéticos. Sin embargo, este proceso de enfriamiento también tiene un límite y es el que determina la temperatura última que se puede alcanzar en una MOT:

$$T_{SDlm} = b \frac{\Delta E_g}{k_B} \quad (2.14)$$

donde $\Delta E_g = \frac{\hbar(\Omega)^2}{4\delta}$ es el corrimiento de energía de la luz del estado base. Aquí Ω es la frecuencia de Rabi y δ la desintonía. El valor de b depende del esquema usado para producir el gradiente de polarización. El límite de enfriamiento subDoppler está determinado por la energía cinética más baja que puede tener un átomo que absorbe un fotón, es decir, la energía de reculeo:

$$E_r = \frac{\hbar k^2}{2m} \quad (2.15)$$

Esta energía para el caso de ^{85}Rb y ^{87}Rb está determinada por la transición que usamos para la frecuencia de los haces láser de la MOT.

Finalmente es necesario resaltar que este proceso de melaza óptica no genera el atrapado de los átomos, por lo cual sólo tendríamos una nube de átomos fríos disponible para realizar experimentos por un periodo de tiempo muy corto. Además de que la cantidad de átomos en la melaza siempre sería muy pequeña, a tal grado que sería casi imposible su observación, debido a que los átomos estarían escapando a la vez que entrarían nuevos átomos a la melaza. Por lo tanto requerimos confinar a los átomos para tenerlos disponibles por una mayor cantidad de tiempo y en mayor número. Para esto es necesario otro tipo de fuerza de confinamiento espacial.

2.3. Trampa Magneto Óptica

Debido al límite de enfriamiento Doppler, los átomos pueden salir de la melaza. Para confinarlos en una región del espacio es necesario introducir una fuerza que depende de la posición. Esto se logra combinando de manera adecuada la polarización de los haces del láser e introduciendo un campo magnético creado por un par de bobinas en una configuración anti-Hemholtz, la nube atómica quedará atrapada en el punto donde el campo magnético se anula. En esta configuración la magnitud del campo magnético crece linealmente con la posición conforme uno se aleja del centro de la configuración, donde el campo es igual a cero. En la Figura 2.3 se esquematiza una trampa magneto-óptica en la que se hacen incidir tres pares de haces contrapropagantes sobre los átomos, en consecuencia los átomos experimentan una fuerza que tiende a mantenerlos en el cero del campo magnético. Considerando ahora la presencia del campo magnético, la desintonía en la frecuencia δ está dada por la ecuación:

$$\delta = \omega_o - kv_x - \beta_x, \quad (2.16)$$

donde el primer término es la desintonía del láser, el segundo término ya es conocido de acuerdo con la teoría del enfriamiento Doppler y $\beta_x = (g_e M_e - g_g M_g)\mu_B B/\hbar$ corresponde al desdoblamiento Zeeman de la transición atómica en un desplazamiento x [8, 11]. El término $(g_e M_e - g_g M_g)\mu_B$ es el momento magnético efectivo para la transición usada [11]. Cuando tanto el corrimiento

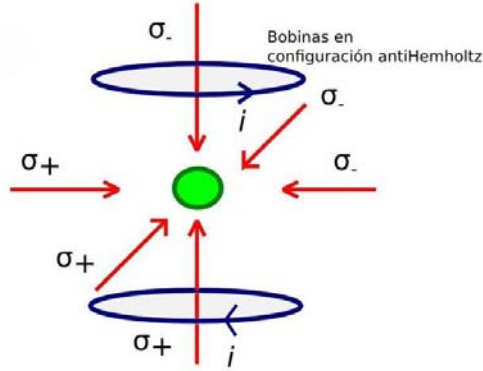


Figura 2.3: Trampa magneto-óptica en tres dimensiones. Se tienen tres haces contrapropagantes ligeramente desintonizados con la frecuencia de resonancia atómica y circularmente polarizados más un gradiente de campo magnético creado por un par de bobinas en una configuración anti-Hemholtz.

Doppler como el efecto Zeeman son pequeños comparados con la desintonía δ puede hacerse nuevamente una expansión de la fuerza total y expresarla como:

$$F = -\alpha v - \beta x \quad (2.17)$$

donde β es un factor asociado al gradiente del campo magnético. Para explicar el enfriamiento considerese un ejemplo unidimensional de la trampa y una transición atómica con $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$. El campo magnético creado por las bobinas desdoblan el estado excitado $J_e = 1$ en tres subniveles magnéticos. Se hacen incidir sobre el átomo dos haces circularmente polarizados en la dirección derecha e izquierda como se muestra en la figura 2.4 [20]. Para un átomo que esté localizado a la izquierda del cero del campo, el haz con polarización circular derecha excitará la transición al estado $m = +1$, el haz con polarización circular izquierda excitará la transición al estado $m = -1$. Si la frecuencia del láser está por debajo de resonancia atómica y el átomo esta a la izquierda del origen, el haz con polarización σ^+ dispersará más fotones pues está cerca de resonancia, mientras que el haz con polarización σ^- dispersará menos fotones pues estará lejos de resonancia atómica. La fuerza de los fotones dispersados empuja al átomo hacia el cero del campo magnético. Si el átomo se mueve hacia la derecha del origen, sucederá la situación contraria a lo recién expuesto y nuevamente el átomo será empujado al centro donde el campo magnético es cero.

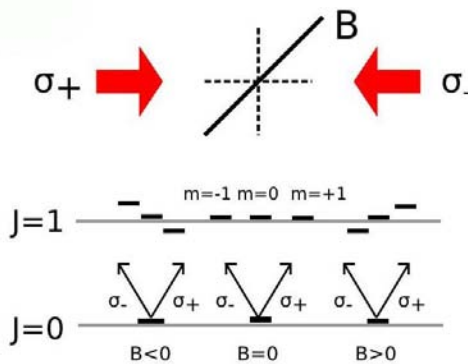


Figura 2.4: Diagrama unidimensional de la MOT.

Al considerar el caso real de tres dimensiones, el análisis se vuelve un poco complicado. Experimentalmente se construye la trampa con tres pares de haces que se contrapropagan entre sí y se intersectan en la región donde el campo es cero.

2.4. Láser trampa y de rebombeo

Durante el proceso de enfriamiento láser se utilizan dos láseres comúnmente llamados *láser trampa* y *láser de rebombeo*. Esto se debe a que ambos isotopos del Rb tienen dos niveles hiperfinos en el estado base. Durante el proceso de enfriamiento el láser trampa envía a los átomos de un nivel hiperfino particular a un estado excitado el cual después de su vida media decae de nuevo al estado base, pero este puede decaer a cualquier de los dos niveles hiperfinos. Si decae al estado inicial, no hay problema, pero si decae al otro nivel hiperfino del estado base, los átomos estarán en un estado oscuro después de varios procesos de bombeo óptico, por consiguiente los átomos ya no podrán absorber más luz y el proceso de enfriamiento cesará. En este último caso es cuando utilizamos el láser de rebombeo, el cual bombea de nuevo a los átomos a otro nivel hiperfino que tenga permitido decaer al estado base hiperfino del láser trampa. De esta forma se satisface la condición de una transición cíclica requerida en el enfriamiento láser.

2.5. El átomo de rubidio

En muchos experimentos de enfriamiento de átomos se utiliza alguno de los metales alcalinos debido a lo fácil que es tener acceso a las líneas D de estos átomos usando láseres sintonizables además de que se pueden seleccionar transiciones cíclicas adecuadas para el enfriamiento láser. Es aquí donde utilizamos el láser de rebombeo, el cual, bombea de nuevo a los átomos a otro nivel hiperfino que tenga permitido decaer al estado base hiperfino del láser trampa. De esta forma se satisface la condición de una transición cíclica.

Considerando que en este trabajo se desarrolla el estudio del confinamiento de átomos de rubidio se presentan algunas características físicas y espectroscópicas de este elemento.

2.5.1. Propiedades físicas

El rubidio (Rb) descubierto en 1861 por el químico R. Bunsen y el físico G. Kirchhoff fue uno de los primeros elementos descubiertos por espectroscopia. El rubidio es un metal alcalino fácilmente oxidable, fácilmente inflamable cuando entra en contacto con el aire y reacciona de forma violenta con el agua. Tiene una apariencia plateada, su punto de fusión es $39.31\text{ }^{\circ}\text{C}$. Su número atómico es 37 y su peso atómico es 85.467 u; su punto de fusión es de $688\text{ }^{\circ}\text{C}$. En la naturaleza se encuentran dos isótopos estables de rubidio. Su abundancia relativa es de 72.17 % para ^{85}Rb y del 27.83 % para ^{87}Rb . La tabla 2.1 muestra algunas de sus propiedades [18, 19, 20].

Propiedad	^{85}Rb	^{87}Rb
Abundancia natural relativa	72.17 %	27.83 %
Masa	84.911 u	86.909 u
Espín nuclear	5/2	3/2
Tiempo de vida	Estable	4.8×10^{10} años
Energía de ionización	4.177128 eV	4.1777128 eV

Tabla 2.1: Propiedades del átomo de rubidio.

2.5.2. Propiedades espectroscópicas

El estado base del rubidio presenta una configuración de gas noble seguida de un único electrón en su capa de valencia por lo que puede aproximarse al

modelo de un solo electrón moviéndose en un potencial esféricamente simétrico, como el hidrógeno. Su configuración electrónica en el estado base es:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4p^6 5s^1 \quad (2.18)$$

El Rb tiene dos componentes de líneas D; la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ corresponde a la línea D_2 y la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ a la línea D_1 . La transición de la línea D_2 es de gran importancia en el experimento de enfriamiento y atrapado pues tiene una transición cíclica hiperfina. Una transición cíclica sucede cuando se excita a un átomo de un estado inicial a uno de mayor energía, por emisión, el átomo regresa a su estado inicial y puede ser excitado nuevamente.

La interacción entre el momento angular orbital \vec{L} y el momento angular de espín \vec{S} da lugar a la estructura atómica fina. El espín de los electrones orbitales ejerce una influencia no despreciable en el espectro atómico; en el movimiento orbital del electrón se genera un campo magnético, al cual se acopla el momento magnético intrínseco del electrón. Este fenómeno produce un término adicional de interacción que suele llamarse interacción espín-órbita. Esta interacción es la responsable del desdoblamiento de la estructura fina.

Para rubidio, este acoplamiento es responsable de que la primera configuración excitada (5P) se desdoble en los dos niveles $5^2P_{1/2}$ y $5^2P_{3/2}$ especificado por el número cuántico de momento angular $J = L + S$.

La estructura hiperfina surge por la interacción del momento nuclear magnético y el campo magnético creado por los electrones que es proporcional a \vec{J} . En la posición del núcleo hay un campo magnético \vec{B}_J generado por el movimiento orbital y el espín de los electrones. Este campo afecta al momento magnético del núcleo y orienta el espín nuclear. De modo que el momento \vec{J} y el momento angular nuclear \vec{I} se acoplan dando un momento angular total $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$.

Se tiene entonces el desdoblamiento hiperfino de los dos isótopos de rubidio que se muestra en la Figura 2.5. Debido a las reglas de selección, no todas las transiciones entre estados hiperfinos son permitidas. La regla de selección para las transiciones hiperfinas es $\Delta F = 0, \pm 1$.

Por ejemplo en rubidio 85 se puede excitar a los átomos del estado base $F=3$ a $F'=2, 3, 4$. De este estado los átomos decaen al estado base $F=3$ o a $F=2$. El

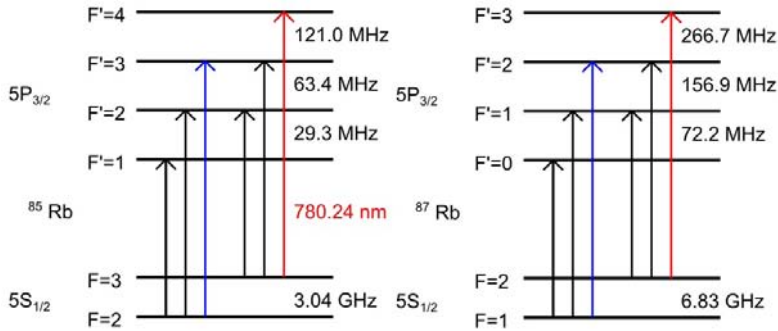


Figura 2.5: Diagrama de niveles de energía para la línea D2 de Rb. Las transiciones permitidas se muestran en el estado base $5S_{1/2}$ y el estado excitado $5P_{3/2}$. La transición de enfriamiento se muestra en rojo y la transición de rebombeo en azul.

láser que se utilizó para la excitación no podrá excitar a los átomos en $F=2$. Se utiliza entonces un segundo haz láser que excite a los átomos de $F=2$ a $F'=1, 2, 3$. De esta forma los átomos pueden decaer en el estado base adecuado y ser parte del proceso de enfriamiento. El primer láser es llamado laser de enfriamiento y el segundo es llamado de rebombeo. Para el enfriamiento láser la transición utilizada es la $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ lo que corresponde a los niveles hiperfinos $F = 3 \rightarrow F' = 4$ para ^{85}Rb .

La MOT que se encuentra en el laboratorio consiste en una fuente de átomos de rubidio, un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz y dos láseres uno que corresponde al de atrapado y otro de rebombeo. Los detalles de la construcción y operación de esta trampa pueden consultarse en la referencia [15].

Capítulo 3

Caracterización de las propiedades físicas de la MOT

Las mediciones para determinar las propiedades físicas de la MOT se obtienen por medio de la toma de imágenes de la nube atómica. Dependiendo de la naturaleza de la medición se elige entre dos técnicas distintas. La primera se basa en la toma de imágenes de absorción de un haz sintonizado a través de la nube y la segunda consiste en la toma imágenes de fluorescencia de la MOT.

El análisis de la muestra atómica cuando se expande balísticamente permite determinar algunas de sus propiedades. La forma de realizar este análisis es usando la técnica de tiempo de vuelo (TOF por sus siglas en ingles, Time of Flight) [17]. En el laboratorio de átomos fríos del ICN se utilizá la técnica de imagen por absorción en conjunción con la técnica TOF para caracterizar a la nube de átomos fríos. La técnica TOF consiste en la toma de imagenes de la sombra que imprimen los átomos de la nube en el perfil de un haz de luz láser resonante con una transición atómica cíclica conforme esta se expande en caída libre como se muestra en la Figura 3.1. Las imagenes adquiridas permiten hacer una medición de la distribución de velocidades por lo que esta información se utiliza para determinar la temperatura de las muestras. Las imágenes brindan también información acerca de la densidad espacial de la nube atómica.

A continuación se describen las diferentes técnicas de obtención de imagenes que permiten conocer las propiedades de una nube atómica.

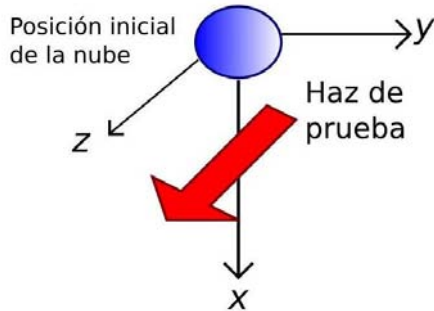


Figura 3.1: Tiempo de vuelo. Se manda un haz por debajo de la nube. Cuando se apaga el campo magnético y la luz de atrapado, la nube se expande y cae bajo la influencia de la gravedad pasando a través del haz de detección.

3.1. Mediciones por imagen de fluorescencia de la MOT

Cuando un haz de luz cerca de alguna resonancia atómica, como los haces de atrapamiento de la MOT, se propaga a través de la nube atómica atrapada, esta absorberá y reemitirá fotones. Como se muestra en la figura 3.2 detectando los fotones dispersados y tomando una imagen o registrano la fluorescencia mediante un fotodetector se puede obtener información de la distribución espacial de los átomos en la nube [7].

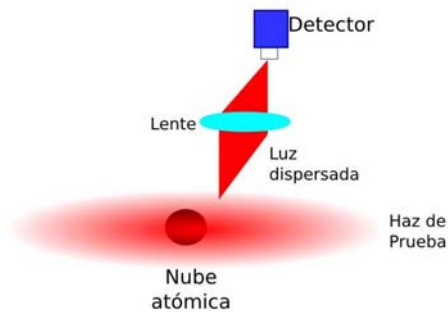


Figura 3.2: Obtención de imágenes por el método de fluorescencia.

En particular, el número total de átomos atrapados puede estimarse midiendo en un fotodetector la potencia de la fluorescencia emitida por los átomos

[7]. Esta potencia está relacionada con los parámetros de la MOT y está dada por la ecuación:

$$P = N \frac{\Omega_s}{4\pi} \frac{\hbar\omega_L \Gamma}{2} \frac{C^2 I / I_{sat}}{(1 + C^2 I / I_{sat} + 4\delta^2 / \Gamma^2)} \quad (3.1)$$

donde Ω_s es el ángulo sólido que el fotodetector abarca para recibir la fluorescencia de la muestra, C es el coeficiente de Clebsh-Gordan (constantes de acoplamiento de los momentos angulares en mecánica cuántica) correspondientes a la transición excitada por la luz de detección, ω_L es la frecuencia del láser, I es la intensidad del haz, I_{sat} es la intensidad de saturación, δ es la desintonización del láser de resonancia y Γ es el ancho natural de la transición probada por el haz de detección.

3.2. Proceso de carga de la MOT

La evolución del número de átomos atrapados durante la carga de la MOT es un proceso de equilibrio dinámico caracterizado por la tasa de ganancia y pérdida de átomos atrapados. Definimos como tiempo de carga al tiempo que lleva alcanzar el estado equilibrio en el proceso de carga. El estudio del tiempo de carga brinda la oportunidad de optimizar las mediciones experimentales del resto de las propiedades dinámicas importantes de la MOT. La dinámica de la ganancia y pérdida de átomos en la MOT está expresada por la ecuación [21]:

$$\frac{dN}{dt} = R - N\gamma - \beta\bar{n}N(t) \quad (3.2)$$

Donde N es el número de átomos atrapados, R es la tasa a la cual los átomos son atrapados por enfriamiento Doppler, $\bar{n} = (\frac{1}{N}) \int n(r)^2 d^3r$ es la densidad media de los átomos atrapados. La pérdida de átomos debida a colisiones con el gas es descrita por la tasa constante $N\gamma$ la cual tiene dos componentes:

$$N\gamma = N \left(\frac{1}{\tau_{Rb}} - \frac{1}{\tau_b} \right) \quad (3.3)$$

El término N/τ_{Rb} es la tasa de pérdida ocasionada por las colisiones entre átomos, exclusivamente de rubidio, atrapados con aquellos que no han sido atrapados y forman parte del fondo, mientras que N/τ_b se refiere a la tasa de pérdida ocasionada por las colisiones entre los átomos atrapados de rubidio con átomos residuales de algún elemento distinto que pueden estar en el fondo. Sin embargo la probabilidad de colisiones entre átomos del mismo tipo es mucho

mayor que la que hay entre átomos heterogéneos por lo que el término N/τ_b puede despreciarse. Por último β es la tasa constante de pérdidas debidas a las colisiones inelásticas de dos cuerpos dentro de la MOT.

Para poder resolver la ecuación (3.2) es necesario conocer la relación de \bar{n} con N , la cual puede ser algo complicada en general. Para simplificar el cálculo se puede recurrir a dos aproximaciones distintas, la primera ocurre cuando la MOT alcanza cierto número de átomos atrapados ($N \geq 10^4$), los fotones radiados por átomos serán absorbidos por otros átomos fríos. La energía de repulsión en este caso es demasiado grande para ser despreciada por lo que al incrementarse el número de átomos atrapados, el volumen de la nube atómica también aumenta ($V \propto N$) y eventualmente la densidad de la nube se vuelve constante, es decir, la dispersión impone \bar{n} constante [21].

La segunda aproximación se da cuando el número de átomos atrapados es pequeño, en ese caso las fuerzas dispersivas son débiles y $\bar{n} = N(t)/V$ para un volumen fijo de la MOT, por lo que la ecuación (3.2) puede reescribirse como:

$$\frac{dN}{dt} = R - N\gamma - \beta \frac{N^2}{V} \quad (3.4)$$

donde la tasa de pérdidas debida a las colisiones de dos cuerpos puede despreciarse. Por lo tanto, considerando $N(0) = 0$, la ecuación(3.4) tiene por solución

$$N = N_s(1 - e^{-t/\tau}), \quad (3.5)$$

donde $N_s = R/\gamma$ es el número de átomos que se alcanza cuando t tiende a infinito, es decir el número de átomos en el estado estacionario. $\tau = 1/\gamma$ representa el tiempo que le lleva a la MOT alcanzar el estado estacionario y se conoce como tiempo de carga. En la Figura 3.3 se muestra la gráfica del número de átomos atrapados en la MOT en función del tiempo.

3.3. Mediciones por imagen de absorción de la MOT

Una de las técnicas de imagen más populares para analizar las propiedades físicas de una nube de átomos fríos es la técnica de imagen de absorción. Esta consiste en hacer pasar a través de la nube un haz circularmente polarizado, (haz de prueba), sintonizado en la transición cíclica $F = 2 \rightarrow F = 3$ para ^{87}Rb o $F = 3 \rightarrow F = 4$ para ^{85}Rb . A lo largo del eje del haz de prueba se tiene un

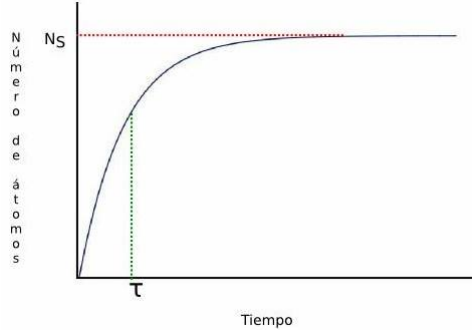


Figura 3.3: Número de átomos atrapados en la MOT en función del tiempo.

campo magnético que fomenta la absorción por la nube de átomos. Finalmente se detecta la fracción de intensidad del haz transmitido.

Antes de tomar la imagen, la trampa magnética se apaga y en consecuencia la nube comienza a caer y expandirse. El haz de prueba es absorbido por la nube de átomos y la sombra proyectada por la nube se detecta en una cámara CCD. El procedimiento para obtener la imagen de absorción consiste en la toma de tres imágenes consecutivas (Figura 3.4). Las propiedades físicas que pueden ser extraídas de la imagen de absorción de la MOT son el número de átomos atrapados (N), las dimensiones espaciales, la densidad atómica de la nube y la temperatura de la misma.

Si además tomamos imágenes de la evolución en el tiempo de la nube una vez que ha sido liberada, es decir si tomamos una secuencia de imágenes de absorción de la caída y expansión de la nube podemos determinar también la temperatura de la misma (Figura 3.1).

3.3.1. Análisis de la imagen de absorción

Para el análisis a partir de las tres imágenes consideramos que la nube se encuentra en un potencial armónico. Después de propagarse a través de la nube atómica, la intensidad inicial del haz de prueba que incide sobre el i -ésimo pixel (I_0) es atenuada de acuerdo con la ley de Beer-Lambert dada por [22]

$$I_1^i = I_0^i e^{-OD_i} = I_0^i e^{-\int n^i(y) \sigma dy}, \quad (3.6)$$

donde I_1^i es la intensidad transmitida después de la absorción, $\bar{O}D_i$ es la densidad óptica, $n^i(y)$ es la densidad numérica de la nube a lo largo de la columna de espacio proyectado sobre el i -ésimo pixel y σ es la sección transversal de absorción. Suponiendo que la nube no es ópticamente densa y que la intensidad no cambia significativamente a través de ella, la sección transversal de absorción está dada por

$$\sigma = \sigma_o \frac{1}{1 + I^o/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (3.7)$$

donde I_{sat} es la intensidad de saturación y $\sigma_o = 3\lambda^2/2\pi$ es la sección transversal resonante no saturada $2.9 \times 10^{-9} cm^2$. Para llevar a cabo esta técnica se emplean tres imágenes consecutivas. La primera imagen se toma después de que el haz de prueba pasa a través de la nube atómica, el número de cuentas registradas en el i -ésimo pixel es $C_1^i = \alpha^i I_1^i$ donde α^i es la eficiencia del pixel, así se obtiene una imagen de la sombra proyectada por la nube atómica. La segunda imagen $C_2^i = \alpha^i I_o^i$ registra la intensidad del haz de prueba en ausencia de la nube, I_o^i . Finalmente la tercera imagen C_3^i consiste en tomar exclusivamente el fondo en ausencia de nube y haces. De las tres imágenes obtenemos la densidad óptica en el i -ésimo pixel por medio de la ecuación [21]

$$\bar{O}D^i = \ln \frac{C_2^i - C_3^i}{C_1^i - C_3^i}. \quad (3.8)$$

El número total de átomos recolectados por el i -ésimo pixel es

$$N^i = A \int n^i(y) dy = \frac{A}{\sigma} \ln \frac{C_2^i - C_3^i}{C_1^i - C_3^i}. \quad (3.9)$$

El número total de átomos es la suma sobre todos los pixeles de la región de interés

$$N = \sum_i N^i = \frac{A}{\sigma} \sum_i \ln \frac{C_2^i - C_3^i}{C_1^i - C_3^i}. \quad (3.10)$$

Para obtener los radios de la nube atómica, se suman los renglones y columnas del arreglo bidimensional para producir 2 distribuciones unidimensionales, a los perfiles resultantes se les hace un ajuste gaussiano

$$n(x_j) = n_{0j} e^{-x^2/\sigma_i^2}. \quad (3.11)$$

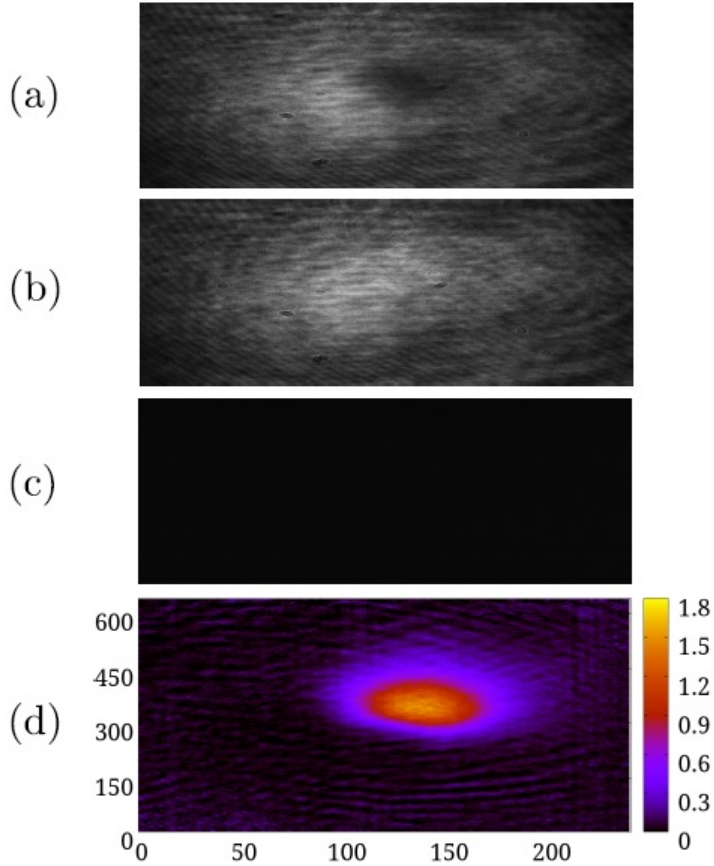


Figura 3.4: Ejemplo de las tres imágenes requeridas para obtener la densidad óptica. (a) Imagen de sombra. (b) Imagen de prueba. (c) Imagen de oscuridad. (d) Densidad óptica [17]

3.3.2. Temperatura de la nube atómica

Para una MOT estable es razonable considerar una distribución Gaussiana de posición por lo que la distribución de densidad en la trampa está dado por

$$n(\mathbf{r}) = n_o \exp \left(-\frac{x^2}{\langle x \rangle^2} - \frac{y^2}{\langle y \rangle^2} - \frac{z^2}{\langle z \rangle^2} \right). \quad (3.12)$$

El pico de densidad n_o se alcanza en

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^3/2\langle x \rangle \langle y \rangle \langle z \rangle}. \quad (3.13)$$

Si repentinamente se extingue el potencial de confinamiento, la nube comenzaría a caer y expandirse balísticamente. La caída del centro de masa de la nube puede describirse mediante

$$y = y_0 - \frac{1}{2}gt^2. \quad (3.14)$$

La tasa de expansión térmica de los átomos es usada frecuentemente para medir la temperatura de la nube atómica. Además la caída se aprovecha para calibrar el sistema óptico de imagen monitoreando la aceleración de la nube bajo el efecto de la gravedad. La desviación estándar de la distribución final de posiciones después de un tiempo t es

$$\langle x_i(t) \rangle^2 = \langle x_i(0) \rangle^2 (1 + \omega_i^2 t^2), \quad (3.15)$$

donde ω_i es la frecuencia de oscilación del potencial armónico en la dirección i -ésima. Para un potencial de oscilador armónico en una dimensión

$$\frac{1}{2}m\langle v_i^2 \rangle = \frac{1}{2}m\omega_i^2 \langle x_i \rangle^2. \quad (3.16)$$

De (3.15) y (3.16) obtenemos

$$\langle x_i(t) \rangle^2 = \langle x_i(0) \rangle^2 + \langle v_i^2 \rangle t^2. \quad (3.17)$$

Entonces, analizando el crecimiento de los radios de la nube atómica durante la expansión balística es posible determinar la desviación media de la velocidad con la que se expande la nube atómica en cada dirección. Es natural pensar que las velocidades a las que se expande la nube serán distintas dependiendo de la dirección, esto se debe a que dichas velocidades se derivan de las frecuencias de oscilación de la MOT, recordando $\omega_z = \sqrt{2}\omega_x = \sqrt{2}\omega_y$ y, por lo que la velocidad media de expansión vertical resulta ser siempre mayor que la horizontal.

Se busca asignar a la nube una temperatura característica, sin embargo la anisotropía durante la expansión nos lleva a mediciones de temperatura en cada dirección por separado. Si empleamos el teorema de equipartición de la energía, para un potencial de oscilador armónico se tiene

$$\frac{1}{2}m\langle v_i^2 \rangle = \frac{1}{2}k_B T. \quad (3.18)$$

Sustituyendo en (3.17)

$$\langle x_i(t) \rangle^2 = \langle x_i(0) \rangle^2 + \frac{k_B T}{m} t^2. \quad (3.19)$$

En este tipo de experimentos se toma en cuenta solamente la expansión vertical y con base en ella se le asigna por medio de la ecuación (3.19) una temperatura al sistema. En lugar de seguir este camino, con el objetivo de acercarnos un poco más a una magnitud que pudiera ser considerada como la temperatura del sistema, vamos a buscar otra definición que tome en cuenta la expansión horizontal y vertical. Por medio de la ecuación (3.16) se pueden hallar las componentes de una velocidad total v :

$$\begin{aligned} \langle v^2 \rangle &= \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle \\ &= \sqrt{2\langle v_x^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle} \end{aligned} \quad (3.20)$$

que es la velocidad con la que se expande la nube una vez que ha sido liberada, aplicando el teorema de equipartición:

$$\frac{1}{2}m\langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}k_B T \quad (3.21)$$

Despejando T:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{3} \frac{m}{k_B} \langle v^2 \rangle \\ &= \frac{m}{k_B} \left[\frac{1}{3} \langle v_z^2 \rangle + \frac{2}{3} \langle v_x^2 \rangle \right] \end{aligned} \quad (3.22)$$

Esta definición de temperatura toma en cuenta la contribución de la expansión horizontal y vertical asignándoles pesos distintos.

La técnica de tiempo de vuelo (TOF por sus siglas en inglés), consiste en liberar repentinamente a la nube atómica del potencial de confinamiento. Una vez hecho esto la nube comienza a caer y expandirse balísticamente, entonces se toma una secuencia de imágenes de absorción de la caída de la nube, de cada imagen se extraen los radios de la nube y por medio de la ecuación (3.17) se encuentran los valores de $\langle v_x^2 \rangle$ y $\langle v_y^2 \rangle$, que sustituyendolos en (3.22) permiten asignar un valor de temperatura a la nube de átomos.

Capítulo 4

Dispositivo de control de la interrupción del campo magnético de la MOT

Como mencionamos en el capítulo anterior, para realizar la caracterización de las propiedades físicas de la MOT es necesario tener pleno control sobre los procesos de encendido y apagado tanto del campo magnético generado por las bobinas de la MOT como de los láseres de atrapado.

En este capítulo describimos el circuito diseñado para el encendido y apagado del campo magnético y su implementación en los procesos de control.

4.1. Diseño y fabricación del sistema de control de campos magnéticos

Para la realización de secuencias temporales de control en los experimentos del Laboratorio de Átomos Fríos del ICN, UNAM es necesario la interrupción de la corriente eléctrica en las bobinas generadoras del campo magnético en tiempos no mayores a algunas decenas de microsegundos además de contrarrestar por completo la autoinducción en el circuito.

En la MOT empleamos un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz encargadas de generar un campo magnético cuadrupolar que en el centro vale cero y alrededor del centro crece linealmente con respecto de la posición [21]. Cada bobina posee aproximadamente 166 espiras y un radio aproximado de

7cm, la separación entre ambas bobinas es aproximadamente 18.6cm. El gradiente generado en el centro como función de la corriente I es de $2.9 I \text{ G/cm}$ [15].

4.1.1. Descripción del sistema de interrupción del campo magnético

Basándonos en propuestas de dispositivos para la interrupción de campos magnéticos de otros laboratorios de enfriamiento de átomos realizamos una primera propuesta del sistema de apagado y encendido del campo magnético de la MOT [21, 22]. El diseño del circuito realizado en nuestro laboratorio se muestra en la figura 4.1. La parte encargada de la interrupción del campo magnético de las bobinas consistió en un transistor de efecto de campo (FET, por sus siglas en inglés) conectado en serie con el sistema de bobinas en configuración anti-Hemholtz de la MOT, una fuente de corriente y una resistencia de monitoreo (Figura 4.1(b)). Un sistema computarizado de control experimental fue el responsable de la generación de una señal TTL que después de ser amplificada y filtrada por un sistema de amplificadores operacionales controla el estado de conducción del FET (Figura 4.1(a)).

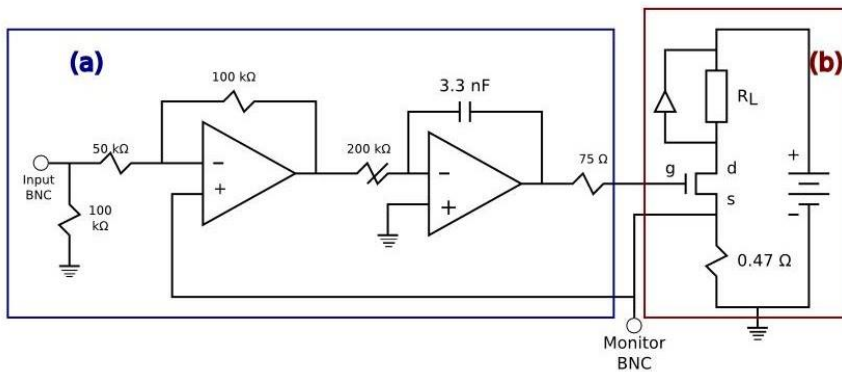


Figura 4.1: Diseño del circuito utilizado para la interrupción del campo magnético.

Construimos el circuito en tabletas de protoboard y utilizamos como bobinas de prueba un par que estaban construidas en el laboratorio y que habían sido diseñadas para experimentos anteriores. Este par de bobinas era un par de bobinas cuadradas de 30 cm de lado y 166 espiras. El amplificador operacional

utilizado para el filtrado de la señal de control fue el modelo TL082, el cual ocupamos tanto para el circuito amplificador como para el circuito integrador. El voltaje de alimentación al amplificador operacional fue de $\pm 15V_{DC}$ que fue filtrado a la entrada del amplificador con un par de capacitores de $80nF$, esto con la finalidad de disminuir posibles señales de ruido producidas por la alimentación de corriente.

La parte (a) del circuito en la Figura 4.1 consta de un circuito amplificador y un circuito integrador, ambos conectados en serie. El circuito amplificador consta de dos resistencias que generan una ganancia a la salida del amplificador igual a 2 veces la señal de entrada. Esta señal fue enviada a un circuito integrador que consta de un potenciómetro y un capacitor; la señal de salida del circuito integrador es la que finalmente llega al FET. Los valores de las resistencias y capacitores utilizados se muestran en el diagrama del circuito.

El FET utilizado en la construcción del circuito fue un MOSFET modelo IRF540. Los transistores de efecto de campo FET son denominados de esta forma pues durante su funcionamiento la señal suministrada a la base del transistor crea un campo eléctrico que controla el paso de la corriente entre el emisor y colector. Estos transistores también se denominan unipolares para distinguirlos de los transistores bipolares de unión y para destacar el hecho de que sólo un tipo de portadores (electrones o huecos) interviene en su funcionamiento[12].

Los transistores de efecto de campo más conocidos son los JFET (Junction Field Effect Transistor), MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor FET) y MISFET (Metal-Insulator-Semiconductor FET)[6][12].

Los FET tienen tres terminales, denominadas, base (gate), colector (drain) y emisor (source)(Figura 4.2)[6]. El transistor de efecto de campo se comporta como un interruptor controlado por voltaje, donde el voltaje aplicado a la base permite que fluya o no corriente entre colector y emisor [12]. Esta es la característica principal que lo hace adecuado para la interrupción de la corriente que circula por el sistema de bobinas.

La parte (b) del circuito en la Figura 4.1 consta del FET que está conectado en serie con un sistema de bobinas (base), con una resistencia de prueba (emisor) y una fuente encargada de suministrar corriente al sistema. Cuando el FET permite el flujo de la corriente, este circuito se comporta como un circuito RL. La resistencia de prueba es una resistencia de potencia de 0.47Ω , la

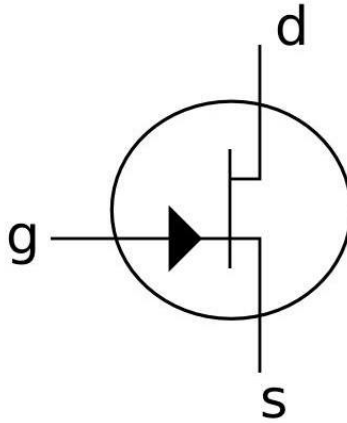


Figura 4.2: Símbolos esquemáticos para los FET's. En el diagrama g=Puerta(Gate), d=Drenador(Drain) y s=Fuente(Source).

cual nos permite medir la corriente que circula por las bobinas. Se conectó un diodo rectificador entre las bobinas de forma paralela a ellas (Figura 4.3). La polaridad del diodo se conectó invertida con respecto al flujo de la corriente suministrada por la fuente. Así, al suministrar un flujo de corriente entre las bobinas, este flujo pasa sólo a través de ellas pues al estar la polaridad del diodo invertida no permite el flujo de corriente a través de él (Figura 4.3(a)). Cuando el flujo de la corriente a través de las bobinas es interrumpido, las corrientes eléctricas que se puedan generar por inducción no permitirán la extinción de la corriente en el sistema. Estas corrientes al tener una dirección opuesta al flujo inicial pasaran por el diodo, eliminando en su mayoría la presencia de estas corrientes en el sistema de bobinas (Figura 4.3(b)).

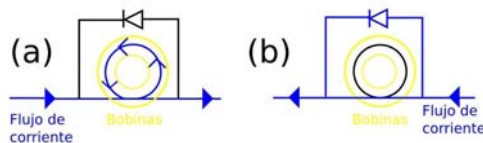


Figura 4.3: Descripción del flujo de corriente a través de las bobinas al estar conectado el diodo.

Finalmente, la puerta (gate) del FET se conecta a la señal de salida del circuito integrador completando así la descripción del circuito. La respuesta en tiempo fue controlada mediante el potenciómetro.

Una vez caracterizado el circuito en el protoboard, realizamos la construcción del circuito en una tableta electrónica. Colocamos el FET en un disipador de calor. Una imagen del circuito construido se muestra en la figura 4.4.

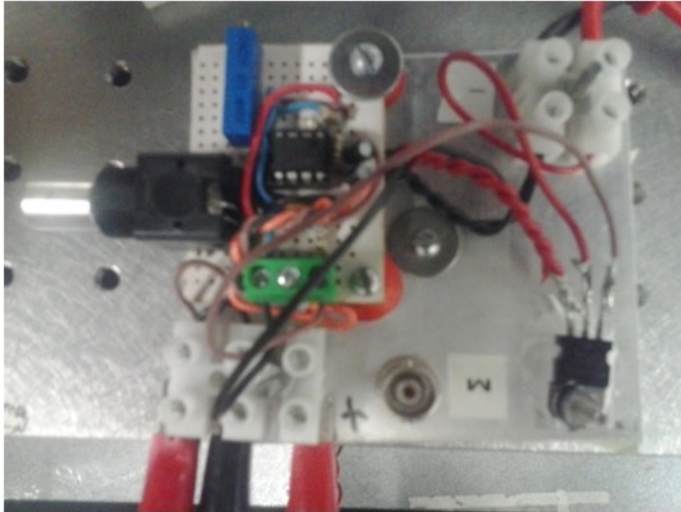


Figura 4.4: Circuito construido y utilizado para la interrupción del campo magnético

Una vez construido y caracterizado, se conectó el circuito al sistema de bobinas de la MOT y optimizamos para obtener tiempos de extinción del campo del orden de microsegundos. La optimización del circuito se realizó variando la resistencia del potenciómetro.

4.2. Interrupción del campo magnético

Una vez construido el circuito de control del campo magnético de la MOT descrito en el capítulo anterior se conectó al sistema de bobinas responsables de la generación de campo magnético en la MOT. El circuito fue alimentado con una señal TTL (señal cuadrática de 0 a 5 V); optimizamos para obtener tiempos de extinción del campo del orden de microsegundos. La optimización

del circuito se llevo a cabo con el uso del potenciómetro utilizado en la parte correspondiente al circuito del integrador.

Al observar y medir en el osciloscopio los tiempos de apagado de la corriente de la MOT generamos la Gráfica 4.5 la cual nos muestra la caída de corriente en el sistema de bobinas de la MOT a través de la resistencia de monitoreo en el tiempo. Cada gráfica mostrada corresponde a un diferente valor de la resistencia en el potenciómetro. Los valores de corriente se muestran en unidades arbitrarias.

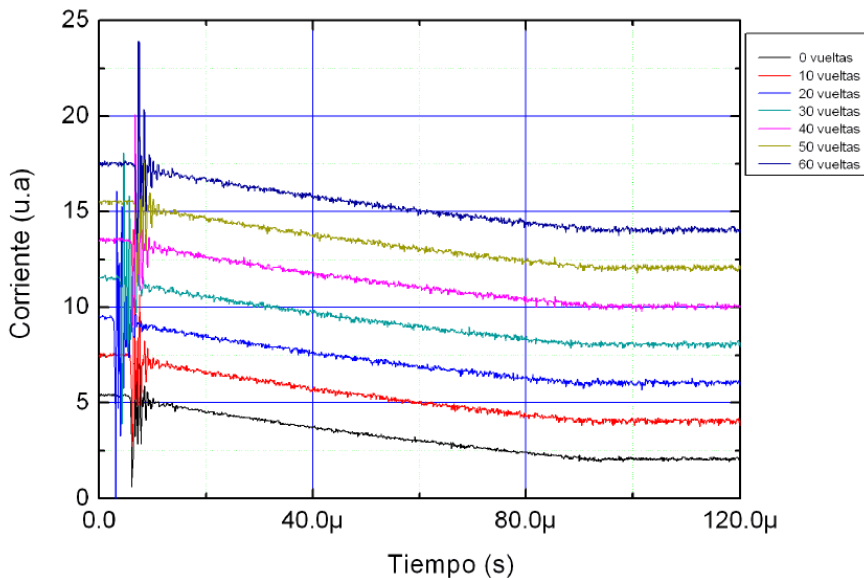


Figura 4.5: Caracterización del circuito en función de la resistencia variable del amplificador integrador. Cada gráfica se desplazó verticalmente para fines comparativos.

De las gráficas de la Figura 4.5 observamos que se generan oscilaciones al realizarse el apagado de la corriente que circula por el sistema de bobinas en la MOT. De la Figura 4.1(b) observamos que esta parte del circuito se puede aproximar a un circuito RL, el cual es un modelo de un oscilador sobreamortiguado. Sin embargo, en este modelo no se generan oscilaciones como las mostradas en las gráficas, esto es debido a que en el circuito no se tiene una sola bobina si no un sistema de ellas y el FET al tener cambios en el valor de su

resistencia generan estas oscilaciones. Para disminuir estas oscilaciones se utilizó el potenciómetro que forma parte del circuito integrador. En la Figura 4.5 se observa que al aumentar el valor de esta resistencia se disminuía la amplitud de las oscilaciones; además, al variar el valor de esta resistencia se encontró que el tiempo de interrupción de la corriente no varía. Se mantuvo el valor máximo de la resistencia del potenciómetro para medir el tiempo de interrupción de la corriente. Una gráfica más detallada del tiempo de interrupción de la corriente del sistema de bobinas de la MOT se muestra en la Figura 4.6.

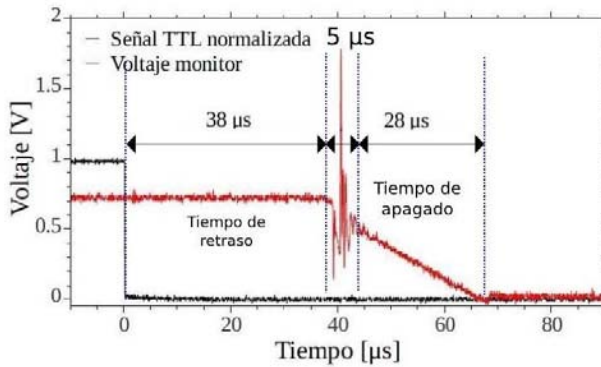


Figura 4.6: Caracterización de la interrupción de campo magnético. El cambio en la señal de control TTL ordena al circuito interrumpir la corriente en las bobinas en un tiempo de $33 \mu s$.

En la Figura 4.6 se muestra la señal TTL normalizada y la medición de la corriente, en particular mostramos el intervalo en que se realiza la interrupción de la corriente. De esta última medición podemos observar en la Figura 4.6 que la interrupción del campo magnético no está sincronizada con la señal TTL si no que existe un tiempo de retraso con respecto a la señal TTL de $38 \mu s$. Después se inicia el apagado de la corriente donde se observan las oscilaciones ya discutidas, este período de oscilación es de $5 \mu s$. Finalmente viene un tiempo de apagado de $28 \mu s$. Tomando en cuenta estos últimos dos intervalos, tenemos que el tiempo de apagado de la corriente que circula en el sistema de bobinas es de $33 \mu s$.

La señal TTL fue generada mediante un programa en *LabView* diseñado en su tesis por Ricardo Santillán, este programa tiene como objetivo principal

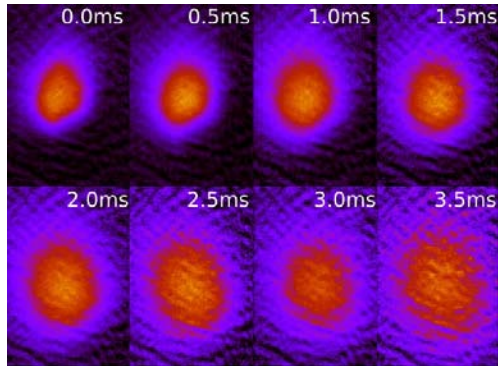


Figura 4.7: Imágenes de absorción para diferentes tiempos de caída de la nube atómica [17]

tener pleno control sobre los procesos y la adquisición de datos de la MOT.

El programa permite controlar la obturación del campo magnético y de los láseres así como la toma de imagen de absorción de la MOT, con la cual es posible mediante la técnica TOF caracterizar la nube atómica. Algunas imágenes obtenidas para diferentes tiempos de caída de la nube se muestran en la figura 4.7. Estas imágenes demuestran que las oscilaciones generadas al interrumpir la corriente en las bobinas no afectan a la nube atómica, pues esta no es perturbada al extinguirse el campo magnético ni cambia su trayectoria de caída.

En conclusión, las imágenes mostradas en la figura 4.7 demuestran el correcto funcionamiento del sistema de interrupción del campo magnético de la MOT para la implementación del sistema de imagen de absorción y de la técnica de TOF, objetivo principal de la primera parte de este trabajo de tesis.

Capítulo 5

Sistema de modulación de la frecuencia de los láseres

En este capítulo explicamos a detalle la propuesta del sistema de modulación acusto-óptica y su caracterización. Este sistema se implementara como sistema de obturación y de control de la frecuencia de los láseres.

5.1. Diseño y especificaciones del sistema de modulación acusto-óptica a doble paso

El índice de refracción de un medio óptico se ve alterado cuando está en presencia de una onda acústica. En consecuencia, el sonido modifica el efecto del medio sobre la luz, fenómeno que es conocido como efecto acusto-óptico. Muchos dispositivos como moduladores acusto-ópticos, filtros, aislantes, analizadores de espectros, entre otros utilizan el efecto acusto-óptico [4, 10].

En particular los moduladores acusto-ópticos (AOM por sus siglas en inglés) son dispositivos útiles en los cuales la luz que viaja a través de un cristal, puede divergir de su camino por medio de una onda acústica. Se hace una analogía con la dispersión de Bragg; en este caso las ondas de sonido producen planos eficaces para la dispersión de las ondas incidentes.

5.1.1. Moduladores acusto-ópticos

Difracción de Bragg

La ley de la difracción de Bragg, derivada por W. H. Bragg y su hijo W.L. Bragg en 1913, permitió estudiar las direcciones en las que la difracción de rayos X sobre la superficie de un cristal produce interferencias constructivas, dado que permite predecir los ángulos en los que los rayos X son difractados por un material con estructura atómica periódica, como es el caso de los materiales cristalinos [5].

Consideremos dos planos consecutivos de átomos, como se muestra en la figura 5.1. Los átomos adyacentes en un solo plano A se dispersaran constructivamente si el ángulo de incidencia θ_i es igual al ángulo de reflexión θ_r . Átomos en planos consecutivos dispersan constructivamente a un ángulo θ si la diferencia de longitud en la trayectoria de los rayos 1 y 2 es un número entero de longitudes de $n\lambda$. A partir del diagrama, vemos que ocurre interferencia constructiva cuando [4]:

$$AB + BC = n\lambda, \quad (5.1)$$

donde $n = 1, 2, 3, \dots$

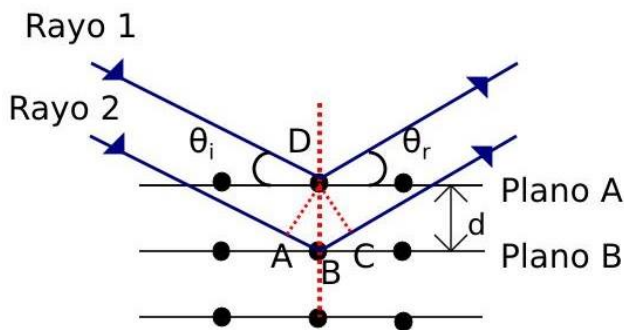


Figura 5.1: Difracción de Bragg por planos consecutivos de átomos.

Y como $AB = BC = d \sin \theta$, se concluye:

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (5.2)$$

donde n es el orden del máximo de intensidad, λ es la longitud de onda del haz de luz, d es la distancia interplanar y θ es el ángulo del máximo de intensidad medido desde el plano A. La ecuación (5.2) se conoce como la condición de difracción de Bragg.

Para comprender las aplicaciones de los moduladores acusto-ópticos, la descripción de Bragg del proceso de modulación es una buena aproximación al comportamiento del sistema. La principal característica de los AOMs se explica a partir del tratamiento de la modulación como un proceso de dispersión fotón-fonón.

La condición de difracción de Bragg se puede obtener partiendo de tratar los campos acústicos y ópticos como partículas con vectores de onda κ y k , donde κ y k son los vectores de onda para el campo acústico y óptico respectivamente; $\kappa = \Omega/\nu_s$, donde Ω es la frecuencia de modulación y ν_s es la velocidad del sonido en el cristal. De igual forma, $k = \omega/\nu_L$, donde ω es la frecuencia de la luz y ν_L es la velocidad de la luz en el cristal.

Un proceso de dispersión entre fotones y fonones resulta en la absorción o emisión de fonones acústicos. Un proceso de dispersión a primer orden entre un fotón y un fonón es descrito por las relaciones energía-momento:

$$\begin{aligned}\omega_d &= \omega_i \pm \Omega \\ k_d &= k_i \pm \kappa\end{aligned}\tag{5.3}$$

Los subíndices i y d designan si el fotón es incidente o difractado. El signo dependerá si el fonón es absorbido o emitido, lo cual depende de las orientaciones relativas de los vectores de onda del fotón y fonón incidentes.

La condición de Bragg que determina los ángulos óptimos para el láser incidente y el haz acústico para la eficiencia de difracción a primer orden se obtiene a partir de argumentos de conservación energía-momento. La figura 5.2 muestra los diagramas de conservación de momento que describen la dispersión fotón-fonón en los cuales un fonón es absorbido. El momento del fotón de la luz difractada es igual a la suma del momento del fonón y del fotón incidentes. La conservación de energía requiere que la frecuencia del haz difractado sea desplazada hacia arriba de ω a $\omega + \Omega$ para una absorción de fonones; dado que

$\omega \gg \Omega$, la variación de frecuencia puede ser ignorada en el análisis de conservación de momento obteniendo así que $|k_i| = |k_d|$. La suma de las componentes de momento en x y y da por resultado la ley de Bragg:

$$\sin \theta_B = \frac{\kappa}{2k_i} \quad (5.4)$$

donde θ_B es el ángulo de Bragg, y $\theta_i = \theta_d = \theta_B$.

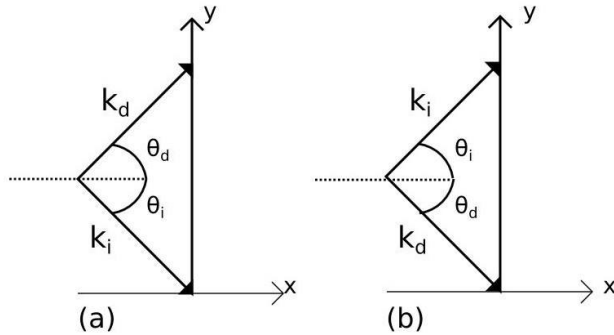


Figura 5.2: Diagramas de conservación de momento para la absorción de un fotón. Los dos casos (a) y (b) representan dos configuraciones para los haces de luz difractado e incidente donde la condición de Bragg esta orientada de acuerdo al momento del fonón. Observe que κ , θ_i y θ_d son más pronunciados que lo usual para mayor claridad. El ángulo de Bragg es de alrededor de 1° y el momento del fonón es aproximadamente dos ordenes más pequeño que el momento del fotón

En las figuras 5.2(a) y 5.2(b) se representan las dos geometrías donde se cumple la condición de Bragg de primer orden para la absorción de fonones con una orientación determinada de κ .

Observe que el vector de onda del fotón incidente para un caso y el vector de onda del fotón difractado para el otro caso son contrapropagantes. Este punto es relevante a la discusión de la configuración de doble paso más adelante. Diagramas similares a los de la figura 5.2 pueden realizarse para el proceso de emisión de un solo fonón, donde la luz difractada entra en el primer orden negativo y la frecuencia del haz difractado se desplaza $\omega - \Omega$.

Dispositivos acusto-ópticos

Un dibujo esquemático de un modulador acusto-óptico se muestra en la figura 5.3. Una señal de radio frecuencia RF es transmitida a través del cristal del AOM. La modulación de RF Ω provoca una onda que se transmite a la parte interna del cristal, la onda se propaga a la velocidad del sonido v_s con frecuencia Ω . El índice de refracción se modula con una longitud de onda estacionaria de $\Lambda = 2\pi v_s/\Omega$.

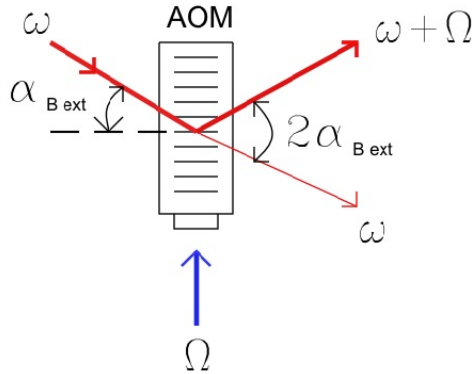


Figura 5.3: Diagrama esquemático del funcionamiento de un AOM. El AOM se muestra de tal modo que la luz es difractada en el orden positivo y la frecuencia del láser es afectada positivamente por la frecuencia de modulación RF Ω . Observe que los fonones son absorbidos en esta configuración y el momento se transfiere al haz láser.

El ángulo con el que sale el haz difractado esta determinado por la relación[4]:

$$\theta = \frac{\lambda\Omega}{2v_s} \quad (5.5)$$

Esta relación es determinada nuevamente por la condición de Bragg, donde se parte de la aproximación de que $\theta \approx \sin \theta$.

El AOM ocupado en el diseño del sistema modulación a doble paso es el fabricado por *ISOMET* modelo 1250C. El cristal utilizado en este AOM es de molibdato de plomo ($PbMoO_4$) el cual tiene una velocidad acústica de $3.63mm/\mu s$ y una apertura circular activa de 0.75 mm de diámetro. El centro de frecuencia del sistema está ubicado en 200 MHz [2].

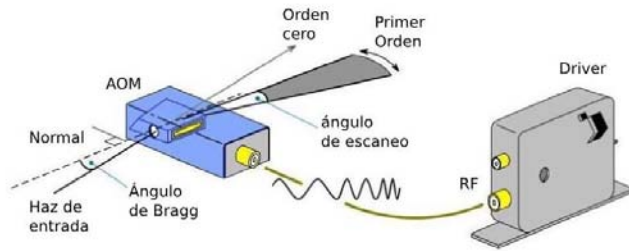


Figura 5.4: Diagrama esquemático del funcionamiento del AOM [2]

Dentro del AOM, la onda acústica es provista por una señal de radio frecuencia (RF) generada por el controlador del AOM. Este controlador funciona a partir de tres voltajes, un Voltaje de Oscilación Controlada (VOC); un Voltaje de Atenuación Variable (VAV); y un amplificador. Un diagrama de este dispositivo se muestra en la figura 5.5.

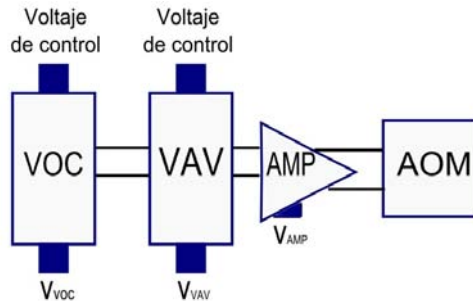


Figura 5.5: Diagrama esquemático donde se muestra las conexiones de los voltajes VOC, VAV y el amplificador a el AOM

El VOC provee una onda senoidal de RF de salida y la frecuencia de la RF de salida es proporcional al voltaje de control. El VAV atenúa la salida del VOC, el grado de atenuación se controla al variar el voltaje de control. El amplificador garantiza que la amplitud de la señal de RF a la salida sea suficiente para alimentar al AOM. La respuesta del AOM varía con la frecuencia y la amplitud de la señal de entrada de RF.

En el caso del modulador utilizado, el fabricante nos provee de su driver, el cual se muestra en la figura 5.6. El driver debe ser alimentado con un

voltaje de corriente directa de 24.0 V en la entrada $+V_{DC}$. También se debe proporcionar un voltaje de 1.0 V en la entrada MOD y un voltaje entre 0.0 y 10.0 V en la entrada V_t del driver, este voltaje será el responsable del cambio en la frecuencia de la señal de radio frecuencia de salida, la cual varía en un rango de frecuencias de 149.0 a 252.5 MHz [1].

El esquema que se utilizó para la alimentación del driver se muestra en la figura 5.7. El driver se debé montar en la mesa óptica o sobre una placa que disipe el calor. El fabricante recomienda no proporcionar los 24.0 V si la salida RF OUT no está conectada al modulador o a un osciloscopio.

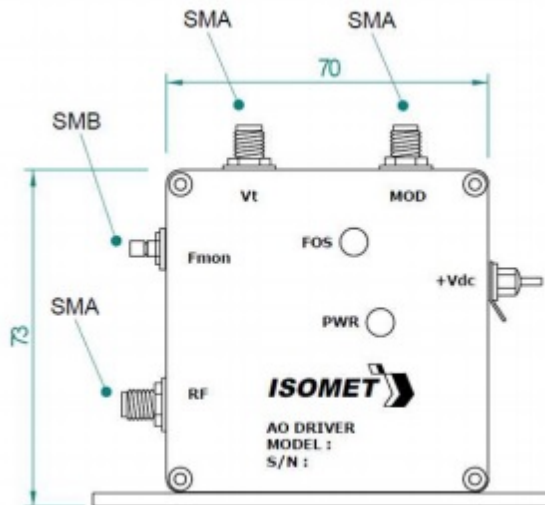


Figura 5.6: Diagrama del driver utilizado para el control de la señal de RF suministrada al AOM.

5.1.2. Sistema de modulación acusto-óptica a doble paso

Como ya vimos, cuando un haz láser pasa a través de un AOM la frecuencia del primer orden de difracción se ve modificada así como el ángulo de difracción de este. Para multiples aplicaciones la variación del ángulo de difracción es un efecto no deseado pero puede ser eliminado utilizando una configuración de modulación a doble paso. En este sistema el m-esimo orden del haz difractado es retroreflejado y enviado nuevamente a través del AOM con una frecuencia de salida ω_{out} igual a:

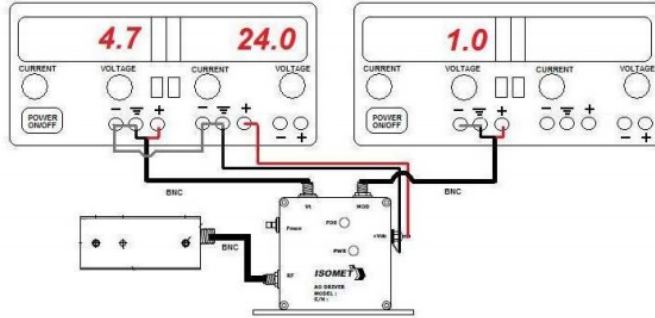


Figura 5.7: Diagrama de las conexiones realizadas para suministrar los diferentes voltajes al driver.

$$\omega_{out} = \omega + 2m\Omega \quad (5.6)$$

En esta configuración el cambio del ángulo de difracción del haz difractado, al ser reflejado y pasar de nuevo a través del AOM, se ve compensado, haciendo que el efecto del cambio del ángulo de difracción desaparezca. Si bien, esto es deseable, se plantea el problema de cómo separar el camino del haz de salida del haz de entrada. Para resolver esto último se coloca una placa retardadora de fase de $\lambda/4$ justo antes del espejo reflector, con lo cual el haz del segundo paso a través del AOM se polariza ortogonalmente con respecto al primero. Esto permite que las trayectorias de los rayos puedan ser separadas utilizando un cubo divisor polarizado.

El dispositivo completo utilizado en el desarrollo del sistema de modulación a doble paso se muestra en la figura 5.8. El haz láser que se modulaba pasa a través de una placa retardadora de fase de $\lambda/2$ con la cual podemos controlar la mayor intensidad del haz sobre el haz transmitido por el cubo polarizador.

El haz láser transmitido por el cubo polarizador se colimó antes de pasar a través del AOM con un par de lentes plano convexas de distancia focal igual a 10 cm, colocando la segunda lente a una separación de 20 cm de la primera y el AOM en el punto medio entre ambas.

Finalmente para comprobar la optimización del sistema de modulación a doble paso se utilizaron ambos haces reflejados en el cubo polarizador, el haz

reflejado del primer paso y el del segundo, se alinearon utilizando espejos para realizar el batimiento de ambos. El haz producido por el batimiento fue detectado por un fotodiodo rapido (EOT ET-2030A). La señal del fotodiodo fue enviada a un analizador de espectros (Rohde & Schwarz FSL3) con la cual registramos el cambio en la frecuencia del haz de entrada al sistema de modulación.

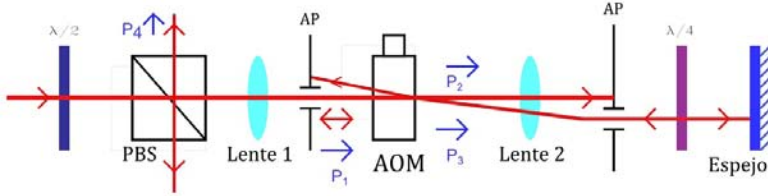


Figura 5.8: Diseño experimental propuesto para la modulación de un haz a doble paso. PBS = Cubo divisor polarizador; AP= apertura; AOM= modulador acusto-óptico; $\lambda/4$ = Placa de cuarto de onda. Las etiquetas $P_1 - P_4$ son las potencias de los haces de acuerdo con la posición de la etiqueta.

Para la caracterización del sistema de modulación a doble paso se definen las siguientes propiedades típicas [7], [14]:

$$\text{Eficiencia de Difracción} = \frac{P_3}{P_2} \quad (5.7)$$

$$\text{Eficiencia Doble Paso} = \frac{P_4}{P_1} \quad (5.8)$$

$$\text{Eficiencia Primer Paso} = \frac{P_3}{P_1} \quad (5.9)$$

Donde P_1 es la potencia del haz de entrada al sistema, P_2 la potencia del primer haz de orden cero difractado, P_3 la potencia del haz de primer orden modulado una vez y P_4 la potencia del haz de primer orden doblemente modulado.

5.2. Caracterización del sistema de modulación a doble paso

Para garantizar el buen funcionamiento del sistema de modulación a doble paso se realizaron varias mediciones conforme se construyó el dispositivo con

la finalidad de caracterizarlo y optimizarlo de la mejor manera.

5.2.1. Caracterización del modulador acusto-óptico

La primera medición realizada fue la variación de la radio frecuencia emitida por el driver generador de radiofrecuencia conforme se varía el voltaje de alimentación, la cual se muestra en la Figura 5.9. Estas mediciones se realizaron conectando la señal de salida del generador al analizador de espectros (Rohde & Schawrz FSL3) y tomando el centro de frecuencias de la señal detectada como la radio frecuencia generada.

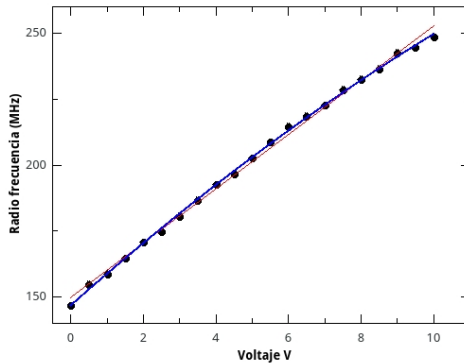


Figura 5.9: Gráfica radio frecuencia vs voltaje obtenida a partir de la caracterización del driver encargado de la generación de la señal de radio frecuencia. La línea roja representa el ajuste lineal mientras que la línea azul representa el ajuste polinomial.

A partir de esta gráfica se realizó un ajuste lineal y polinomial para encontrar la relación entre la radio frecuencia ω_{RF} y el voltaje V . Para el ajuste lineal el ajuste encontrado fue:

$$\omega_{RF} = (10.2 \pm 0.13)V + (149.6 \pm 0.75) \quad (5.10)$$

Mientras que a partir del ajuste cuadrático la relación entre la radio frecuencia y el voltaje fue:

$$\omega_{RF} = (-0.2 \pm 0.03)V^2 + (12.1 \pm 0.27)V + (146.8 \pm 0.57) \quad (5.11)$$

En esta última ecuación podemos observar que el término cuadrático para valores pequeños de voltaje podría ser despreciado, sin embargo, conforme el voltaje aumenta este valor no es despreciable. Además, de la gráfica observamos que el ajuste que mejor reproduce los datos es el ajuste cuadrático por lo cual consideraremos este ajuste para describir la generación de la radio frecuencia en función del voltaje.

5.2.2. Caracterización del sistema de modulación a primer paso

Se contruyó el sistema de modulación de la Figura 5.8 hasta obtener la primera modulación del haz de entrada, se midió la potencia de los haces de orden cero y de primer orden, para obtener la eficiencia del sistema a primer paso de acuerdo con la ecuación (5.8). Para garantizar el funcionamiento del sistema de forma eficiente se optimizó en función del ángulo de incidencia del haz de entrada sobre el AOM y la intensidad de la señal de radio frecuencia del haz, esta última se midió utilizando el analizador de espectros. De estas mediciones se obtuvo la gráfica mostrada en la Figura 5.10. Es de observar que a 30 dBm de potencia suministrada al generador de radiofrecuencia, obtuvimos una eficiencia de difracción máxima, por lo cual mantuvimos esta potencia constante a 30 dBm. La eficiencia máxima del sistema a un primer paso fue del 63 %.

5.2.3. Caracterización del sistema de modulación a doble paso

Se terminó de construir el sistema de modulación a doble paso y se midió la potencia de los haces de difracción del sistema a doble paso; a partir de la ecuación (5.9) se obtuvo la eficiencia a doble paso. La gráfica de la eficiencia del sistema a diferentes radio frecuencias se muestra en la Figura 5.11. La eficiencia máxima obtenida al realizar la segunda modulación sistema es de 38 %. En esta gráfica se hace un comparativo de la eficiencia obtenida a primer y segundo paso por el sistema donde se observa que el comportamiento del sistema es similar en cuanto a las variaciones de la eficiencia en función de la radio frecuencia. La eficiencia del sistema disminuye al realizar la segunda modulación con respecto a la primera en un 25 %.

Se realizó el batimiento del haz de entrada con el haz de doble paso enviándolo a un fotodiodo rápido. La señal del fotodiodo rápido fue enviada al analizador de espectros donde se obtuvieron múltiples espectros para diferentes

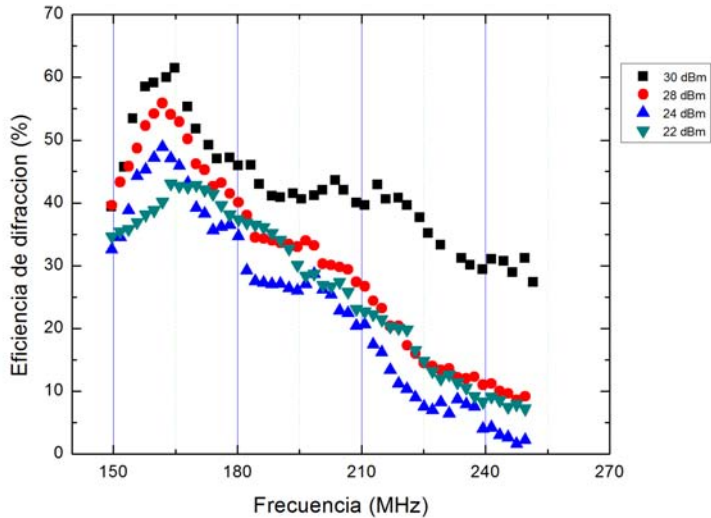


Figura 5.10: Gráficas eficiencia vs radiofrecuencia para diferentes potencias de entrada del generador de radiofrecuencia para el sistema a primer paso.

radio frecuencias. Algunos de estos espectros se muestran en la Figura 5.12. A cada gráfica se le dió un corrimiento vertical para apreciar mejor la variación en frecuencia.

A partir de realizar el batimiento del haz de entrada con el haz doblemente modulado, la señal resultante tendrá una frecuencia igual a dos veces la señal de radio frecuencia. A partir de la medición del centro de frecuencia y de los espectros obtenidos del batimiento, los comparamos con los valores de radiofrecuencia obtenidos para cada diferente voltaje a partir de la ecuación(5.11) multiplicados por dos. Ambas gráficas se muestran en la Figura 5.13.

Se realizaron varias mediciones con el analizador de espectros de la frecuencia de batimiento obtenida al variar la radiofrecuencia y comparar con la gráfica de la Figura 5.9 observamos que el corrimiento en la frecuencia del haz de batimiento es igual a dos veces la señal de radiofrecuencia aplicada por el AOM. El acuerdo entre estos dos conjuntos de datos es excelente y muestra el alto grado de confianza que se puede tener en la determinación del corrimiento de frecuencia generado en el haz doblemente difractado con respecto al

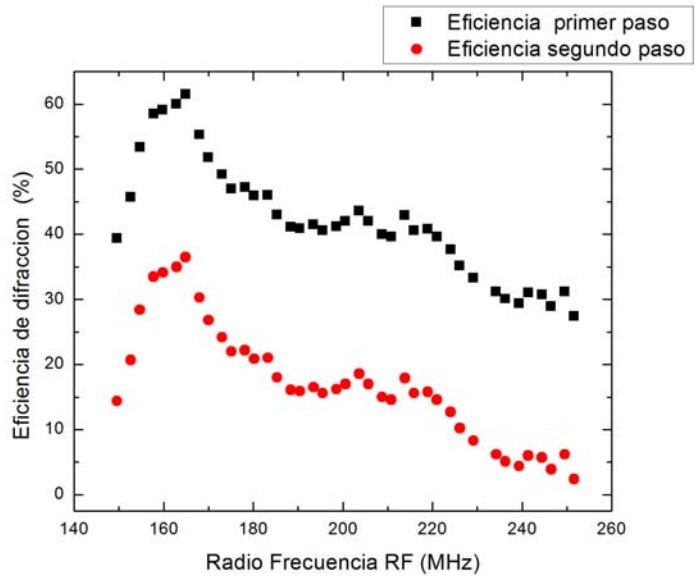


Figura 5.11: Gráficas obtenidas para la eficiencia del sistema a primer y segundo paso en función de la radio frecuencia.

original.

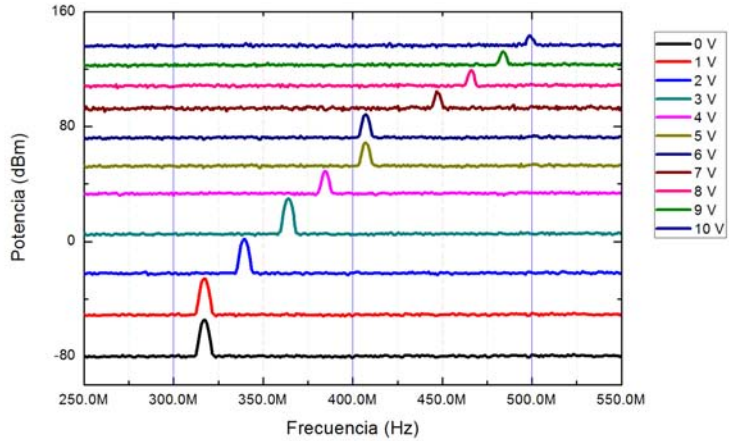


Figura 5.12: Gráficas obtenidas de algunos espectros del batimiento de los haces de entrada al sistema y del haz de doble paso.

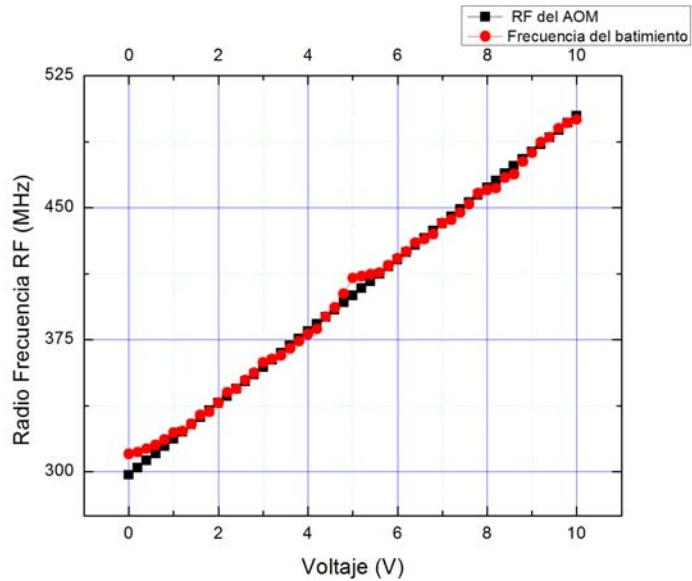


Figura 5.13: Gráficas para la frecuencia obtenida a partir del batimiento y de la señal de radio frecuencia del AOM.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se inició realizando una revisión de los fenómenos físicos presentes en el atrapado y enfriamiento de átomos en una MOT así como las principales características espectroscópicas del átomo de rubidio. Además se estudió la caracterización de las propiedades físicas de la MOT y su medición mediante la obtención de imagen de fluorescencia y absorción, donde se enfatizó en esta última por ser el método de medición aplicado en nuestra MOT. En particular este método es implementado en conjunción con la técnica de tiempo de vuelo TOF.

Se ha descrito detalladamente el funcionamiento y la caracterización del circuito diseñado para la interrupción del campo magnético generado por las bobinas de la MOT. Este sistema nos permite apagar el campo en tiempos aproximados de $33 \mu s$. La interrupción del campo magnético a estos tiempos permitió completar nuestro sistema de obtención de imágenes de absorción mediante la implementación de la técnica de medición del tiempo de vuelo y en consecuencia realizar una caracterización de la temperatura y el número de átomos de la MOT [17].

Se diseñó y construyó un sistema de modulación a doble paso, el cual nos permite modular la frecuencia de una haz en un rango de $\pm 200 MHz$. Se obtuvo una eficiencia máxima del 62 % para la primera modulación y del 37 % para la segunda modulación. A futuro este sistema de modulación a doble paso se adaptará a los láseres de la MOT sustituyendo al sistema actual de anclado de láseres.

Como una futura mejora a nuestro sistema, se propone el sustituir la se-

gunda lente y el espejo retroreflector por un espejo parabólico, el cual tendría tanto la función de enfocar el haz al AOM como el de reflejarlo. Estas adecuaciones dan como resultado un sistema óptico más robusto y más fácil de construir debido a que se reduce el número de grados de libertad que se deben optimizar [16].

Bibliografía

- [1] Acusto-Optic Deflector Driver. Instruction Manual 630C Series-Analog Modulation.
- [2] Acusto-Optic Modulator 1250C ISOMET. Instruction Manual 1250C Acusto-Optic Modulator.
- [3] Anthony E. Siegman,(1986).*Lasers*. Springer-Verlag New York Inc.
- [4] Bahaa E. A., Saleh, Malvin C. T.,(1991) *Fundamental of Photonics*. John Wiley and Sons, Inc.
- [5] Beiser Arthur,(2003) *Concepts of Modern Physics*. Mc Graw Hill.
- [6] Boylestad R.L., Nashelsky L.,(2002). *Electrónica:Teoría de Circuitos y Dispositivos Electrónicos*. Ed. Pearson.
- [7] Donley E.A.,Heavner T.P.,(2005).Double-pass Acousto-Optic Modulator System *Review of Instrument Scientific* 76, 063112
- [8] Foot, C. J.,(2005).*Atomic Physics*. Oxford University Press.
- [9] Griffiths David, (1999) *Introduction to Electrodynamics*. Prentice Hall
- [10] Haroche Serge,(2006). *Exploring the quantum*. Oxford University Press.
- [11] Harold J. Metcalf, Peter van der Straten,(1999). *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag New York Inc.
- [12] Horowitz P., Hill W.,(1994). *The Art of Electronics*. Cambridge University Press.
- [13] J. Dalibard, C. Cohen Tannoudji,(1985).Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited.*J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 2, No 11.

- [14] McMarron D. J.,(2007). *A Guide to Acousto-Optic Modulators*.
- [15] Mojica Casique, C. A., (2001). *Control digital de los láseres de enfriamiento y atrapamiento utilizados en una trampa magneto-óptica* Obtenida de TESIUNAM. (001-00362-M3-2011).
- [16] Sahagun D., Bolpasi V., von Klitzing W., (2013) A simple and highly reliable laser system with microwave generated repumping light for cold atom experiments. *Optics Communications* 290, 110-114
- [17] Santillán Díaz José Ricardo, (2014). *Caracterización de la trampa magneto-óptica del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM*. Tesis para obtener el grado de maestría en física.
- [18] Steck, D. A.,(2010). *Rubidium 87 D Line Data*. Obtenido de <http://steck.us/alkalidata>.
- [19] Steck, D. A.,(2010). *Rubidium 85 D Line Data*. Obtenido de <http://steck.us/alkalidata>.
- [20] Steck D.A. *Quantum and Atom Optics*. Obtenido de <http://steck.us/teaching>.
- [21] Yi-Chi, Z., Ji-Zhou, W., Yu-Qing, L., Jie, M., Li-Rong, W., Yan-Ting, Z., Lian-Tuan, X., y Suo-Tang, J.,(2011). Dependence of loading time on control parameters in a standard vapour loaded magneto optical trap. *Physics B* 20(12):123701.
- [22] Yoon, M.S.,(2009). Experiments of magnetic transport, magnetic trapping, and Bose-Einstein Condensation. *Tesis Doctoral, The Queen's College University of Oxford*.