



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SISTEMA DE ADQUISICIÓN DE DATOS PARA
MEDIR CORRELACIONES EN PARES DE FOTONES

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
LUIS YVES VILLEGAS AGUILAR

DIRECTOR DEL TRABAJO:
DR. DANIEL SAHAGÚN SÁNCHEZ

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2018



TESIS

*A el Santo y Blue Demon,
por vencer a las momias de Guanajuato.*

Agradecimientos

Se agradecen los aplausos

Índice

1. Espectroscopía	7
1.1. Motivación	7
1.1.1. Preparación del sistema	8
1.2. Teoría	9
1.2.1. Estructura atómica	9
1.2.2. MOT	10
1.3. Absorción	12
1.4. Experimento	14
1.4.1. Técnicas de medición	15
1.5. Resultados	16
1.6. Discusión	19

Índice de figuras

1.	Óptica de bombeo para FWM. Un divisor de haz polarizante (PBS) permite superponer el haz semilla con el haz de bombeo 1. El filtro IF3 sirve para superponer los dos haces de bombeo.	8
2.	Estructura hiperfina para la línea D2 de ^{87}Rb	10
3.	a) Mecanismo de atrapamiento magnético de la MOT para un átomo con niveles $J = 0$ y $J = 1$. Dos haces contrapropagantes con polarizaciones circulares opuestas (σ^+ y σ^-) y las reglas de selección $\Delta m_J = \pm 1$ empujan al átomo hacia el centro de la trampa. Imagen de [1]. b) Campo magnético cuadrupolar cerca del centro de la MOT (en dos dimensiones). El campo es cero en el centro.	12
4.	Voltaje medido por el fotodiodo contra desintonía del AOM. Normalizado respecto al valor máximo de voltaje.	15
5.	Presión en la cámara de la MOT contra corriente suministrada al dispensador de rubidio.	15
6.	Arreglo para medir la densidad óptica.	16
7.	Densidad óptica de la nube de átomos de ^{87}Rb para: a) Desintonía de los haces de enfriamiento b) Presión de rubidio en la cámara de vacío c) Gradiente del campo magnético d) Intensidad de los haces de enfriamiento	17
8.	Transmisión del haz de prueba como función de su desintonía de resonancia. La desintonía de los haces de enfriamiento es: a) $\omega - \omega_0 = 20\text{MHz}$ b) $\omega - \omega_0 = 25\text{MHz}$ c) $\omega - \omega_0 = 27\text{MHz}$	18

Índice de tablas

1. Espectroscopía

La primer trampa magneto-óptica del Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica es el corazón de los experimentos en planeación para átomos fríos de rubidio. Por medio del uso de láseres desintonizados al rojo y campos magnéticos, es posible desacelerar y atrapar átomos de rubidio. Una vez atrapados, es importante caracterizar las propiedades atómicas de este ensamble; dos características de alta importancia para este laboratorio son el número de átomos atrapados, y su temperatura. Un análisis preciso de estas propiedades es necesario para realizar experimentos como el mezclado de cuatro ondas. El propósito de este segundo capítulo experimental es hacer una caracterización de la densidad óptica de la MOT del laboratorio en función de algunos parámetros experimentales, en anticipación a la generación de bifotones por FWM.

1.1. Motivación

El estudio de los átomos fríos ha sido un campo con mucho interés en años recientes, pues permiten preparar gases atómicos difusos para experimentos con luz.

Estudiar las propiedades de átomos a temperatura ambiente resulta complicado debido al movimiento térmico que presentan. Este movimiento — explicado por la teoría cinética de gases — resulta en velocidades promedio de casi 300ms^{-1} para átomos de rubidio a temperatura ambiente, por ejemplo. Una velocidad esperada tan alta resulta en un ensanchamiento de las líneas espectrales debido al efecto Doppler, haciendo difícil estudiar los átomos usando técnicas espectroscópicas [2]. Es de aquí que surge el interés de enfriar átomos a temperaturas muy bajas.

El premio Nobel de Física de 1997 fue otorgado a William Phillips, Claude Cohen-Tannoudji y Steven Chu por el “desarrollo de métodos para enfriar y atrapar átomos con luz láser”, que terminaría por aplicarse en el desarrollo de la trampa magneto-óptica (MOT). En la actualidad, el uso de MOTs es estándar para el enfriamiento de átomos neutros a temperaturas del orden de cientos de μK . Estos átomos fríos son usados en una gran variedad de experimentos como interferometría atómica [3] o información cuántica [4] o son enfriados aún más para hacer experimentos en condensados de Bose-Einstein [5].

Dos parámetros experimentales importantes de la nube atómica fría son la densidad óptica y la temperatura de los átomos atrapados. La densidad óptica es particularmente importante para experimentos de FWM, pues define distintos regímenes de conversión espontánea paramétrica descendente y determina la forma de la función de correlación $g^{(2)}(\tau)$ para los bifotones generados [6, 7].

En este segundo capítulo, se presenta el arreglo óptico que se usará próximamente para la generación de fotones correlacionados en FWM, así como una optimización de la densidad óptica de la MOT del laboratorio.

1.1.1. Preparación del sistema

Para realizar las medidas de la densidad óptica (OD) de nuestra nube se aprovechó el montaje óptico para la luz de bombeo del FWM (Figura 1). En este arreglo, se usan dos haces de bombeo co-propagantes de 780nm y 776nm (bombeo 1 y bombeo 2). Estos haces son resonantes a las transiciones $5^2S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}$, $F = 3$ y $5^2P_{3/2}$, $F = 3 \rightarrow 5^2D_{3/2}$, $F = 3$, respectivamente. En la discusión de FWM de [8] y [9], en esta configuración se generarán pares de fotones con modos bien definidos por medio del FWM espontáneo. Sin embargo, a los haces se les superpone un haz semilla de 795nm resonante a la transición $5^2S_{1/2}$, $F = 2 \rightarrow 5^2P_{1/2}$, $F = 2$ para hacer más fácil la alineación y acoplamiento a fibra de la luz generada.

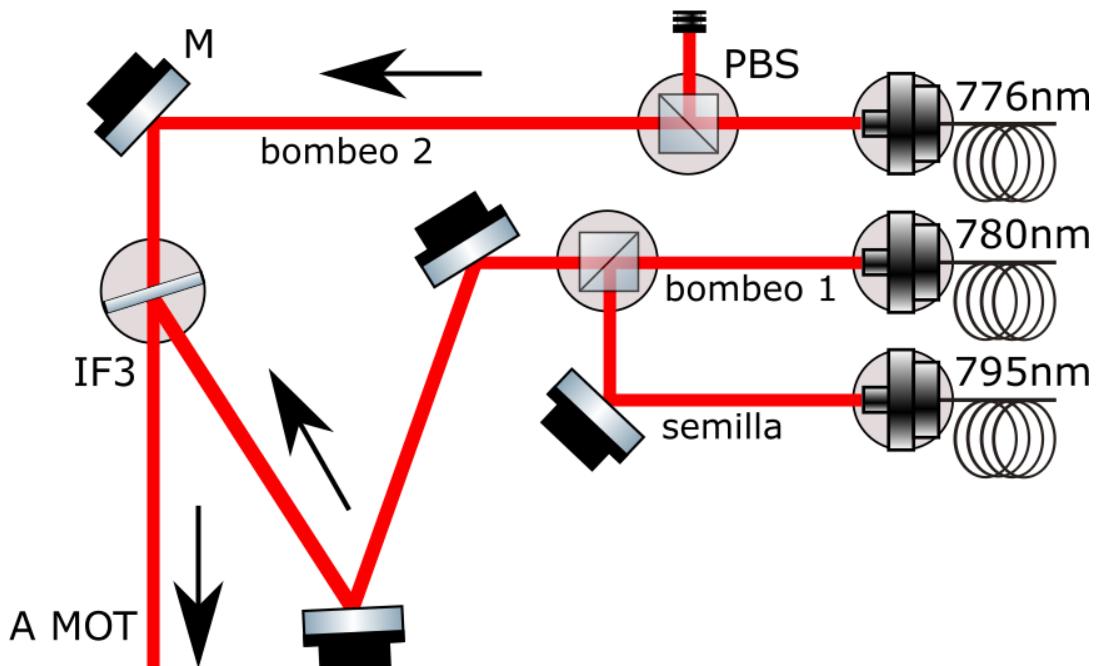


Figura 1: Óptica de bombeo para FWM. Un divisor de haz polarizante (PBS) permite superponer el haz semilla con el haz de bombeo 1. El filtro IF3 sirve para superponer los dos haces de bombeo.

1.2. Teoría

Los átomos alcalinos son popularmente usados para experimentos de átomos fríos por varias razones: su estructura atómica se parece a la del hidrógeno (en que tienen un sólo electrón de valencia en su última capa) y facilita su descripción teórica [1, p. 60], presiones de vaporización cercanas a temperatura ambiente [10], y frecuencias de excitación cercanas al visible (que permiten usar láseres comerciales).

1.2.1. Estructura atómica

Para poder entender el enfriamiento y confinamiento de átomos, se parte de la estructura de sus niveles energéticos [10, 11]. Para un átomo alcalino, su electrón de valencia presenta un momento angular orbital \mathbf{L} y un momento angular de espín \mathbf{S} . Estos dos momentos angulares interactúan entre sí y resultan en un momento angular electrónico total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Por la naturaleza vectorial del acoplamiento \mathbf{LS} , este momento angular puede tener valores

$$|L - S| \leq J \leq |L + S|. \quad (1)$$

Esto (junto con correcciones relativistas a la ecuación de Schrödinger) introduce un desdoblamiento de los niveles energéticos de los átomos que es conocido como la *estructura fina*. La proyección del momento angular electrónico puede tener valores $m_J = 0, \pm 1, \dots, \pm J$. Es común usar la notación espectroscópica para etiquetar los niveles atómicos:

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

donde N es el número cuántico principal. Para el estado base de ${}^{87}\text{Rb}$, $L = 0$ y $S = 1/2$, por lo que $J = 1/2$, quedando el estado base como $5^2S_{1/2}$. El primer estado excitado del rubidio tiene $L = 1$, así que de la ecuación 1, $J = 1/2$ y $J = 3/2$. De este desdoblamiento surgen las llamadas transiciones **D1** ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$) y **D2** ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$).

Más allá de la estructura fina existe un segundo desdoblamiento de los estados energéticos llamado *estructura hiperfina*. Este desdoblamiento se da por el acoplamiento del momento angular electrónico \mathbf{J} y el espín nuclear \mathbf{I} , que resulta en un momento angular *total* $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$. De manera similar a la estructura fina, el momento angular total puede tomar valores

$$|J - I| \leq F \leq |J + I|. \quad (2)$$

El momento angular total también tiene una proyección que puede valer $m_F = 0, \pm 1, \dots, \pm F$. El ${}^{87}\text{Rb}$ tiene espín nuclear $I = 3/2$, por lo que para el estado base $F = 1$ y $F = 2$. Para el estado excitado, F puede valer 0, 1, 2 y 3.

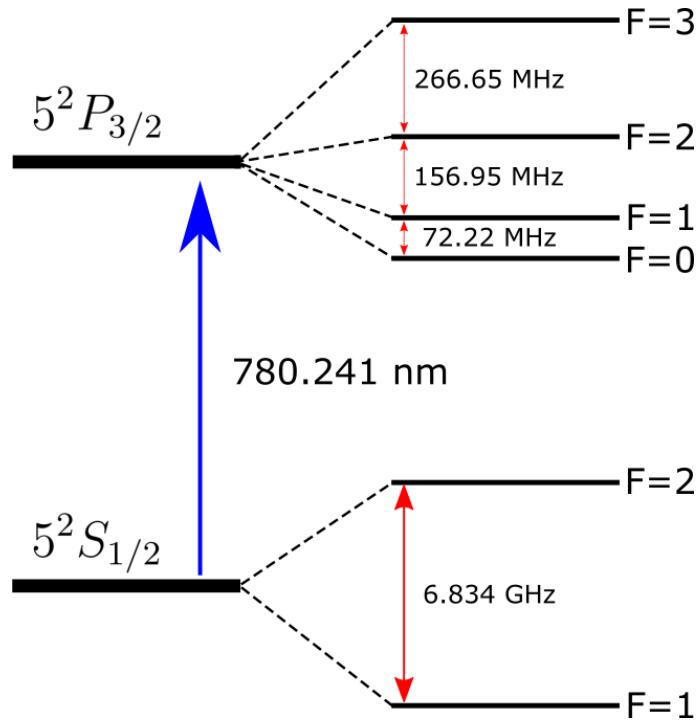


Figura 2: Estructura hiperfina para la línea **D2** de ^{87}Rb .

1.2.2. MOT

Una descripción teórica a profundidad de los mecanismos de una MOT no forma parte de esta tesis. Sin embargo, una introducción breve basada en [1] resulta útil.

Por un lado, el enfriamiento láser es una manifestación de una fuerza radiativa que Ashkin llamó *fuerza de scattering* [12]. Por el otro lado, para atrapar estos átomos se aprovecha su momento dipolar magnético intrínseco con el uso de un campo magnético cuadrupolar externo [13].

Este enfriamiento láser está basado en la transferencia de momento entre luz y átomos. Al absorber un fotón, el átomo sentirá una fuerza en la dirección de propagación del fotón. Además, el átomo eventualmente emitirá un fotón en una dirección aleatoria por el proceso de emisión espontánea. Al tomar el promedio estadístico para muchos fotones, la fuerza que siente el átomo por emisión espontánea será cero por no emitir en una dirección preferencial.

Esta fuerza resultante de *scattering* dependerá de la diferencia de la frecuencia del láser (ω) con la frecuencia de resonancia atómica (ω_0) y su corrimiento de frecuencia debido al efecto Doppler (kv) (pues los átomos están en movimiento), y será en la

dirección de propagación del láser.

Un láser colimado seleccionará átomos moviéndose en una sola dirección para frenarlos. Como un átomo es libre de moverse en tres dimensiones, es necesario usar tres láseres ortogonales y contrapropagantes para reducir su velocidad neta en cada dirección. La fuerza total que sentirán los átomos en cada una de estos ejes será

$$\begin{aligned} F_{mel} &= F_{scat}(\omega - \omega_0 - kv) - F_{scat}(\omega - \omega_0 + kv) \\ &\simeq F_{scat}(\omega - \omega_0) - kv \frac{\partial F_{scat}}{\partial \omega} - \left[F_{scat}(\omega - \omega_0) + kv \frac{\partial F_{scat}}{\partial \omega} \right] \\ &\simeq -2k \frac{\partial F_{scat}}{\partial \omega} v = -\alpha v. \end{aligned} \quad (3)$$

Esta fuerza se parece a la que siente una partícula en un líquido viscoso. Es por eso que esta técnica de enfriamiento láser se llamó *melaza óptica*. Se puede demostrar que el coeficiente de amortiguamiento α es proporcional a $-(\omega - \omega_0)$. Para que esta fuerza sea amortiguante es necesario que $\alpha > 0$, *i.e.* $\omega - \omega_0 < 0$, que significa que una *desintonía al rojo* de la frecuencia de resonancia es necesaria.

No basta enfriar átomos a temperaturas muy bajas, también es necesario lograr confinarlos a una región pequeña para poder estudiarlos en una MOT. El confinamiento de los átomos se consigue colocando un campo magnético cuadrupolar y usando una polarización específica de los haces de la melaza óptica.

El Hamiltoniano que describe la interacción un átomo con un campo magnético es:

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar} (g_S \mathbf{S} + g_L \mathbf{L} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B},$$

donde cada factor g considera las modificaciones a los momentos magnéticos dipolares del espín del electrón, momento angular orbital del electrón y espín nuclear, respectivamente. Consideraremos un campo magnético en una sola dirección. Para un campo magnético débil, existe un desdoblamiento de los niveles energéticos (llamado *efecto Zeeman*) que es lineal con el campo. Puede probarse [10] que este cambio en la energía es $\Delta E \propto m_F \mathcal{B}$.

Dos bobinas en configuración anti-Helmholtz permiten que cerca del centro de la trampa exista un gradiente de campo magnético lineal. Para la dirección z , por ejemplo, el campo es aproximadamente $\mathcal{B} = Bz$. En el estado base, $J = 0$ y $m_J = 0$ también. Para $J = 1$, el efecto Zeeman hace que la energía de cada uno de los sub-niveles $m_J = 0, \pm 1$ varíe linealmente con z . Si los haces contrapropagantes tienen polarizaciones circulares opuestas (σ^+ y σ^-), esto creará un desequilibrio en las fuerzas de scattering por las reglas de selección dipolar [1].

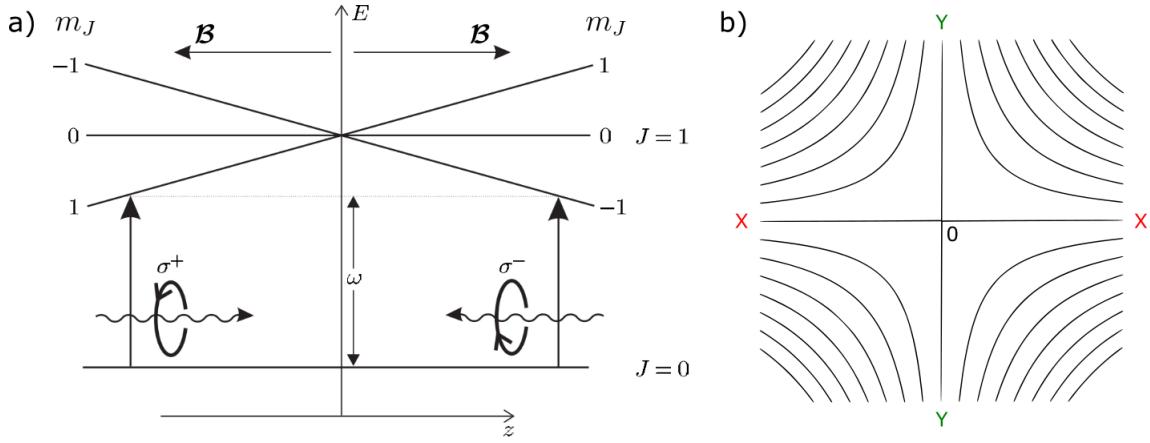


Figura 3: a) Mecanismo de atrapamiento magnético de la MOT para un átomo con niveles $J = 0$ y $J = 1$. Dos haces contrapropagantes con polarizaciones circulares opuestas (σ^+ y σ^-) y las reglas de selección $\Delta m_J = \pm 1$ empujan al átomo hacia el centro de la trampa. Imagen de [1]. b) Campo magnético cuadrupolar cerca del centro de la MOT (en dos dimensiones). El campo es cero en el centro.

Imaginemos un átomo alejándose de la trampa con $z > 0$. La transición al nivel $m_J = -1$ estará más cerca de resonancia con el láser a frecuencia ω (recordemos que está desintonizado al rojo para tener amortiguamiento en la melaza óptica) y la regla de selección $\Delta m_J = -1$ hará que absorba fotones del haz con polarización σ^- , resultando en una fuerza de scattering que lo regresa al centro. Lo mismo pasa para un átomo alejándose con $z < 0$ con la transición al nivel $m_J = 1$ y fotones con polarización σ^+ , por la regla de selección $\Delta m_J = +1$. Esto logra una fuerza de confinamiento en un eje — se pueden atrapar átomos en las tres direcciones eligiendo polarizaciones de láser adecuadas (respecto a cada eje).

1.3. Absorción

La nube atómica es modelada como un vapor ópticamente denso para el cual un haz monocromático en resonancia puede excitar a los átomos por medio de absorción estimulada. Al re-emitar de manera aleatoria esta luz, se presenta una atenuación del haz de prueba original que permite estudiar la absorción de los átomos.

Seguiremos el desarrollo de Foot [1]. Supongamos que tenemos un sistema atómico de dos niveles. Si consideramos un haz pasando por un medio de ancho infinitesimal dz con N átomos por unidad de volumen, este medio tendrá entonces Ndz átomos por unidad de área. La fracción de fotones que serán absorbidos por los átomos de

este medio será $N\sigma dz$, donde σ se define como la sección transversal de los átomos. La atenuación del haz puede describirse por:

$$\frac{dI}{dz} = -\kappa(\omega)I \equiv -N\sigma(\omega)I, \quad (4)$$

donde $\kappa(\omega)$ es el coeficiente de absorción para la luz incidente. Esta se conoce como la *Ley de Beer-Lambert* y es válida para un haz con baja intensidad que deja a la mayoría de la población en el estado base.

Se puede demostrar que para este sistema de dos niveles resonante en ω_0 , la sección transversal de los átomos es

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2}. \quad (5)$$

Aquí, σ_0 es la sección transversal máxima para $\omega = \omega_0$, y Γ es el *ancho de banda natural* de la transición. Este ancho de banda es el ancho de la línea espectral de la transición y puede verse como la tasa de decaimiento del estado excitado.

Para intensidades más altas, la población atómica en el estado excitado crecerá y presentará emisión estimulada, que aumentará la intensidad del haz después de pasar por la nube. La transición puede entonces *saturarse*: un haz intenso y en resonancia hará que el sistema oscile rápidamente entre el estado base y el estado excitado. Tomando estos efectos de saturación, se puede demostrar que el coeficiente de absorción se vuelve

$$\begin{aligned} \kappa(\omega, I) &= \frac{N\sigma(\omega)}{1 + (\sigma(\omega)/\sigma_0)(I/I_{sat})} \\ &= N\sigma_0 \frac{\Gamma^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2(1 + I/I_{sat})}. \end{aligned} \quad (6)$$

$I_{sat} = \frac{\hbar\omega^3 \Gamma}{12\pi c^2}$ se define como la intensidad de saturación. La atenuación quedará de manera más general como $dI/dz = -\kappa(\omega, I)I$.

Si $I \ll I_{sat}$ podemos despreciar el cociente I/I_{sat} y entonces regresaremos a la ecuación 4, que tiene una solución:

$$I(z) = I_0 \exp(-\kappa(\omega)z). \quad (7)$$

Para una nube atómica de longitud L iluminada por un haz poco intenso y frecuencia ω , la intensidad que se medirá en un fotodiodo después de ser atenuada por la nube será:

$$I(L) \equiv I = I_0 \exp\left(-\text{OD} \frac{\Gamma^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2}\right). \quad (8)$$

$\text{OD} = NL\sigma_0$ es la *densidad óptica* de la nube. Esta expresión muestra la intensidad transmitida como una función de la desintonía del haz de prueba.

1.4. Experimento

El haz de prueba usado para medir la absorción de la nube fue generado por el mismo diodo láser de cavidad extendida que genera de la luz de enfriamiento. Este diodo láser (MOGLabs CEL002) tiene una longitud de onda centrada en 780nm.

La intensidad de saturación para la transición **D2** de ^{87}Rb es [10]

$$I_{sat} = 1.66933 \pm 0.00035 \text{ mW cm}^{-1}. \quad (9)$$

La intensidad del haz de prueba fue $I = 0.229 \pm 0.007 \text{ mW cm}^{-1}$, o aproximadamente 1.7 % de I_{sat} , lo que nos deja en el rango de validez para ajustar la ecuación 8 a nuestras medidas.

La tasa de decaimiento de la transición $5^2P_{3/2}, F = 3 \rightarrow 5^2S_{1/2}, F = 2$ es de $\Gamma = 2\pi \times 6.06 \text{ MHz}$ [10].

Los parámetros que fueron variados para las mediciones fueron:

- Gradiente del campo magnético
- Presión de la MOT
- Desintonía de los haces de enfriamiento
- Intensidad de los haces de enfriamiento

Los desplazamientos de frecuencia de los haces de prueba y enfriamiento se realizaron con dos moduladores acustico-ópticos (AOM) independientes. Las mediciones de desintonía del haz de prueba se tomaron a partir de la frecuencia de resonancia para la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. Se caracterizó la eficiencia de la modulación de frecuencia del AOM alrededor de la frecuencia de resonancia. Para esto, se midió la potencia con un fotodiodo de silicio Thorlabs PDA36A al variar la frecuencia. De acuerdo a la Figura 4, la eficiencia del AOM bajó hasta un 16 % para corrimientos de frecuencia de hasta 15 MHz.

Las bobinas anti-Helmholtz de la MOT fueron hechas en el Laboratorio con alambre de cobre de 2.9mm y pueden generar gradientes de hasta 50 Gauss cm^{-1} a menos de 50°C de temperatura. La presión en la cámara de la MOT está determinada por el sistema de vacío y el dispensador de rubidio. La caracterización del campo magnético generado y del sistema de vacío fueron realizados en [14] y ahí se encuentra una descripción detallada.

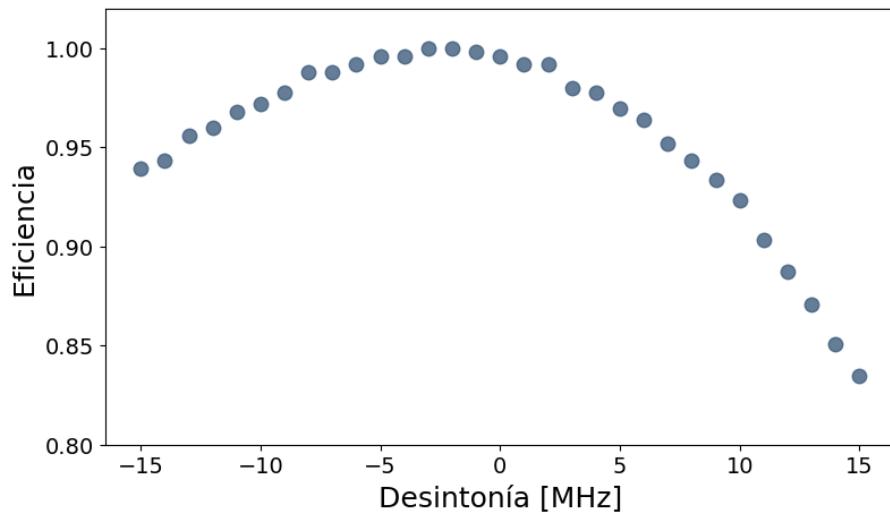


Figura 4: Voltaje medido por el fotodiodo contra desintonía del AOM. Normalizado respecto al valor máximo de voltaje.

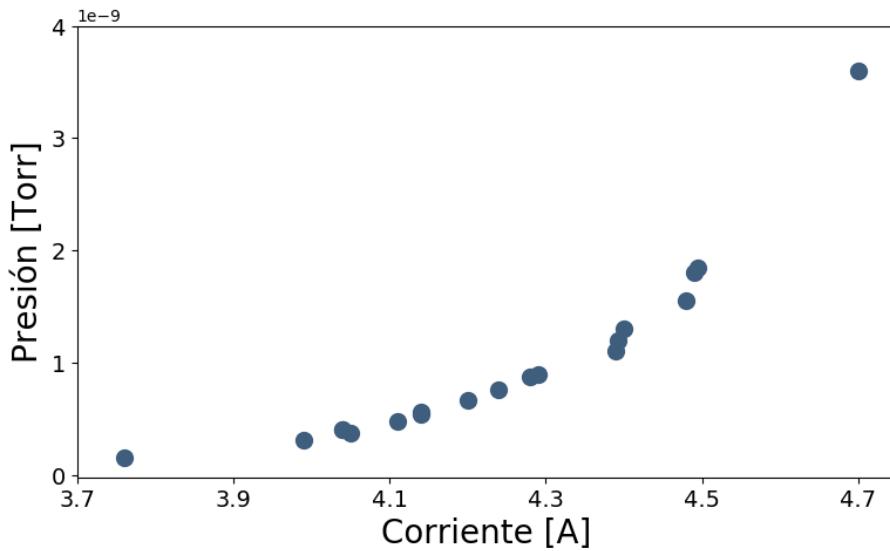


Figura 5: Presión en la cámara de la MOT contra corriente suministrada al dispensador de rubidio.

1.4.1. Técnicas de medición

Para obtener un valor de la densidad óptica de la nube, se realizó un barrido de frecuencias para un rango de -30MHz a 30MHz alrededor de la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow$

$5^2P_{3/2}$. El haz de prueba pasa directamente por el centro de la nube atómica y después es analizado por un fotodiodo PDA36A, cuya señal se observó en un osciloscopio. Al realizar estas medidas, *no* se apagaron los haces de enfriamiento de la MOT.

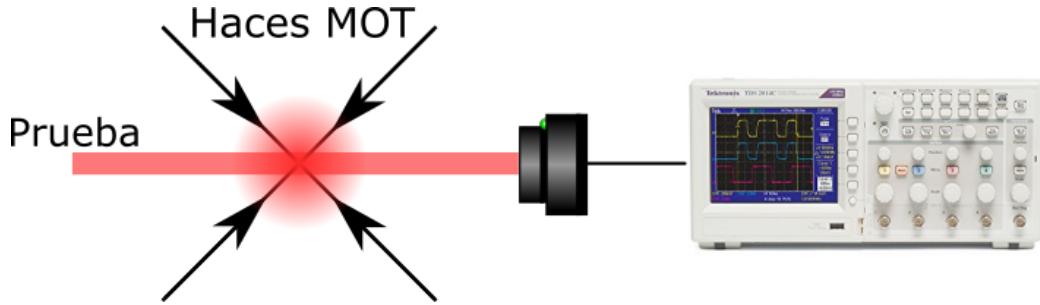


Figura 6: Arreglo para medir la densidad óptica.

Como se demostró que la eficiencia de nuestro AOM no era constante (Figura 4), se decidió medir también la potencia del haz sin nube para cada valor de la desintonía como voltajes de control.

A los datos obtenidos de cada experimento, se le realizó un ajusto de la ecuación 8, normalizando respecto a los voltajes de control. El error de los resultados presentados se reporta como su desviación estándar.

1.5. Resultados

Se realizaron varios experimentos para medir la densidad óptica al variar un solo parámetro experimental. En la Figura 7 se encuentran los resultados de estos experimentos.

Para los experimentos de presión de rubidio e intensidad de los haces de enfriamiento (Fig. 7 b, d), se observa un comportamiento sigmoide, tendiendo hacia un valor máximo en cada caso. Por el otro lado, para los experimentos de desintonía de los haces de enfriamiento y de gradiente de campo magnético (Fig. 7 a, c), la densidad óptica crece monótonamente hasta alcanzar un valor maximal y después baja.

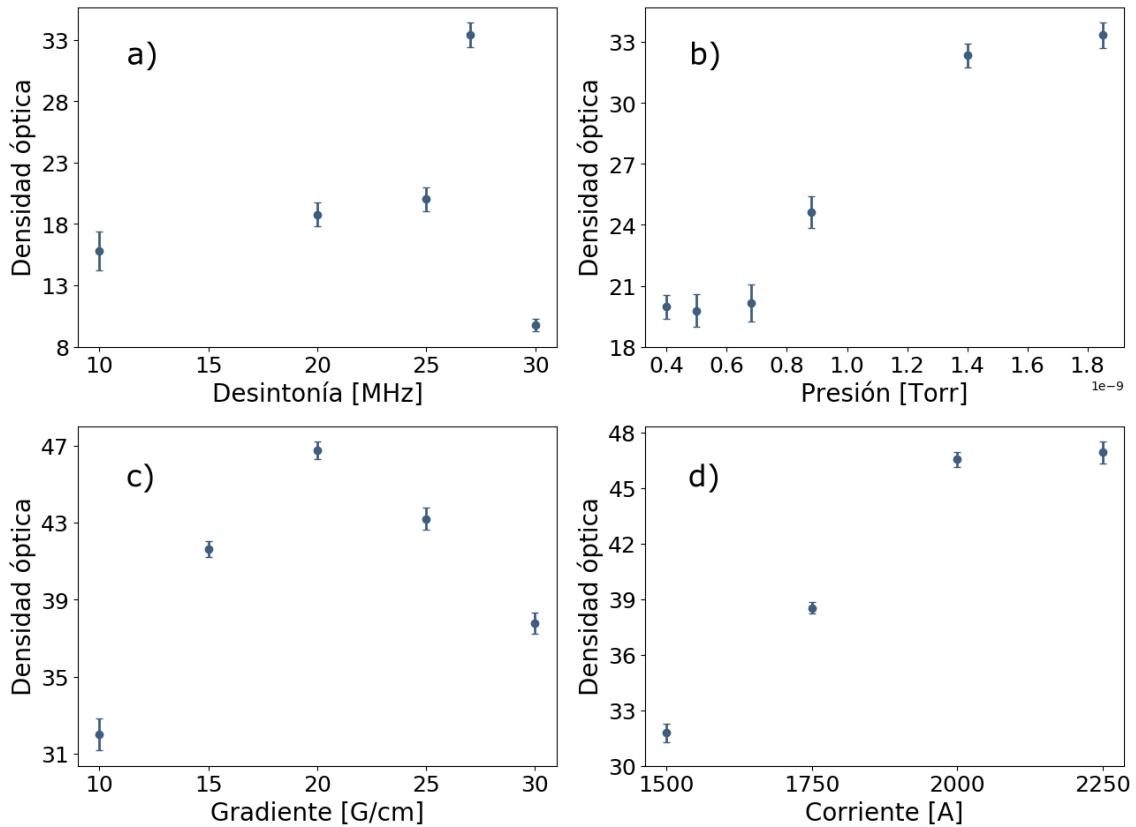


Figura 7: Densidad óptica de la nube de átomos de ^{87}Rb para: a) Desintonía de los haces de enfriamiento b) Presión de rubidio en la cámara de vacío c) Gradiente del campo magnético d) **Intensidad de los haces de enfriamiento**.

La densidad óptica máxima obtenida para nuestra MOT fue de $\text{OD} = 46.9 \pm 0.4$ y las condiciones experimentales para obtenerla fueron:

- Gradiente de campo magnético: $\nabla\mathcal{B} = 20.0 \pm 0.4 \text{ G cm}^{-1}$
- Desintonía de haces de enfriamiento: $\omega - \omega_0 = 27 \text{ MHz}$
- Intensidad total de haces de enfriamiento:
- Presión de rubidio: $P = 1.80 \pm 0.05 \times 10^{-9} \text{ Torr}$

En cada una de los experimentos para medir la densidad óptica de la nube, se encontró una desintonía para el cual la transmisión del haz de prueba crecía aceleradamente y que no se ajustaba correctamente al comportamiento descrito por la ecuación 8. En la Figura 8, se presentan algunas gráficas de las medidas de densidad óptica donde se variaba la desintonía de los haces de atrapamiento. Se observa que la desviación de la forma esperada de la curva ocurre a distintos valores, correspondientes a los valores de la desintonía de los haces de atrapamiento en cada caso.

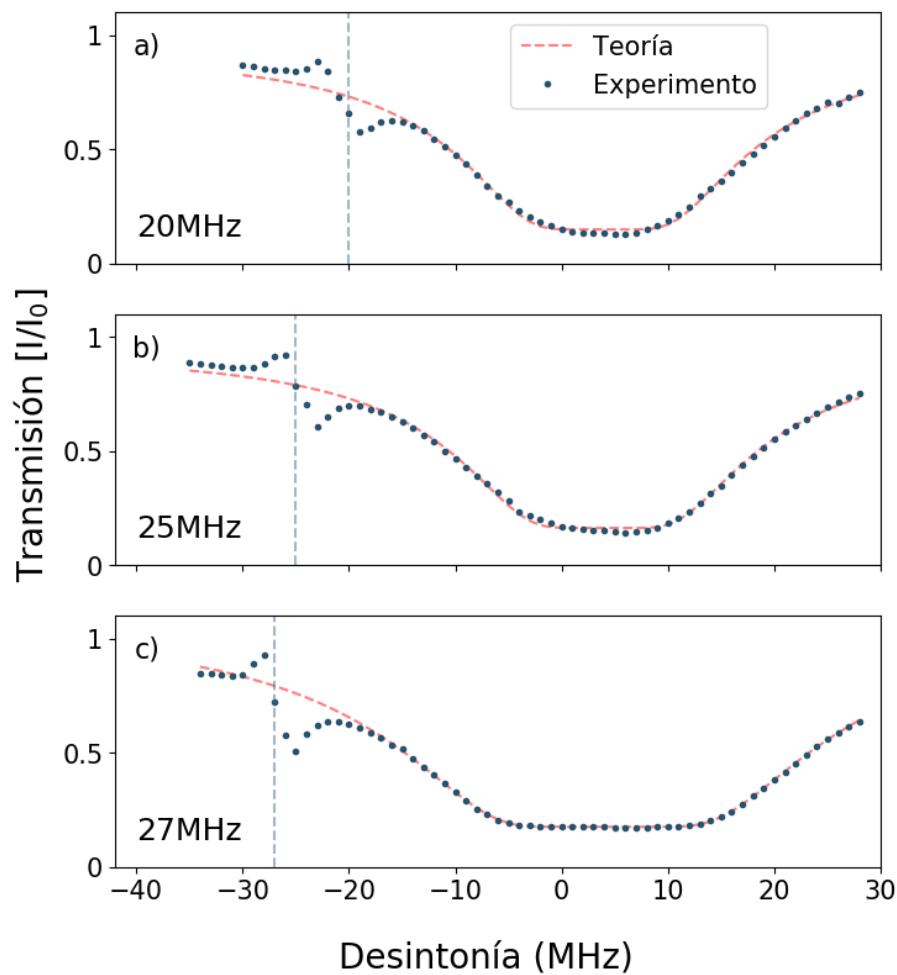


Figura 8: Transmisión del haz de prueba como función de su desintonía de resonancia. La desintonía de los haces de enfriamiento es: a) $\omega - \omega_0 = 20\text{MHz}$ b) $\omega - \omega_0 = 25\text{MHz}$ c) $\omega - \omega_0 = 27\text{MHz}$.

1.6. Discusión

Se consiguió dar una caracterización sencilla de la densidad óptica de la nube atómica de la MOT del Laboratorio para distintas condiciones experimentales.

Como se puede ver en la Figura 7 c), gradientes magnéticos intensos disminuyen la densidad óptica de la nube. Esto es porque la fuerza de confinamiento que sienten los átomos termina por dominar a la fuerza de scattering, lo que destruye la nube. Un estudio más a detalle de la proporción entre la intensidad de los haces de enfriamiento y el gradiente magnético podría permitir obtener densidades ópticas mayores.

La intensidad de enfriamiento está regulada por un sistema de amplificación óptico [14] que puede operar con hasta 2500mA. La mayor densidad óptica registrada en este trabajo se obtuvo con una intensidad de los haces de enfriamiento de **ESO**, correspondiente a una corriente de amplificación de 2250mA. Como esta corriente está cercana a la corriente máxima del amplificador, es recomendable trabajar con una intensidad de **eso otro** (y una corriente de 2000mA), que corresponde a una densidad óptica muy similar de OD = 46.

Referencias

- [1] C. J. Foot, *Atomic physics*. Oxford master series in atomic, optical and laser physics, Oxford: Oxford University Press, 2007.
- [2] W. D. Phillips, “Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, pp. 721–741, Jul 1998.
- [3] M. Zhan, K. Li, P. Wang, L. Kong, X. Wang, R. Li, X. Tu, L. He, J. Wang, and B. Lu, “Cold atom interferometry,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 80, no. 1, p. 012047, 2007.
- [4] C. Gross and I. Bloch, “Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices,” *Science*, vol. 357, no. 6355, pp. 995–1001, 2017.
- [5] H. J. Lewandowski, D. L. Whitaker, and E. A. Cornell, “Simplified system for creating bose-einstein condensates,” in *Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS 2000). Technical Digest. Postconference Edition. TOPS Vol.40 (IEEE Cat. No.00CH37089)*, pp. 203–, May 2000.
- [6] S. Du, J. Wen, and M. H. Rubin, “Narrowband biphoton generation near atomic resonance,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, pp. C98–C108, Dec 2008.
- [7] P. Kolchin, “Electromagnetically-induced-transparency-based paired photon generation,” *Phys. Rev. A*, vol. 75, p. 033814, Mar 2007.
- [8] B. Srivathsan, *Heralded single photons for efficient interaction with single atoms*. PhD thesis, National University of Singapore, Singapore, 2015.
- [9] G. K. Gulati, *Narrowband photon pairs from a cold atomic vapour for interfacing with a single atom*. PhD thesis, National University of Singapore, Singapore, 2015.
- [10] D. A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data.” URL <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>.
- [11] J. M. Robinson, Y. Liu, and D. P. Shelton, “Development and characterization of a magneto-optical trap for rubidium,” *Nevada State Undergraduate Research Journal*, vol. V1:I1, 2014.
- [12] A. Ashkin, “Acceleration and trapping of particles by radiation pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, pp. 156–159, Jan 1970.
- [13] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 2631–2634, Dec 1987.

- [14] A. V. Martínez, “Construcción de una trampa magneto-óptica,” Master’s thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, 2018.