



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SISTEMA DE IMAGEN DE ABSORCIÓN PARA LA
CARACTERIZACIÓN DE UNA TRAMPA
MAGNETO-ÓPTICA.

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO

PRESENTA:
DIEGO MARTÍNEZ CARA

DIRECTOR DEL TRABAJO:
DR. DANIEL SAHAGÚN SÁNCHEZ

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2018



Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno

Martínez

Cara

Diego

55 2092 2003

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

413012902

2. Datos del tutor

Dr

Daniel

Sahagún

Sánchez

3. Datos del sinodal 1

Dra

4. Datos del sinodal 2

Dra

5. Datos del sinodal 3

Dr

6. Datos del sinodal 4

Dr

7. Datos del trabajo escrito

Desigualdades de Bell

Un experimento sencillo para la licenciatura

37 p

2016

*A José Cara Charda,
uno de aquellos.*

Agradecimientos

Resumen

Índice

1. Introducción	7
2. Capítulo I: Theoretical Background	7
2.1. Trampa Magneto-Óptica	7
2.2. Sistema de Imagen	8
2.2.1. Densidad óptica y número de átomos	9
2.2.2. Temperatura	10
3. Capítulo II: Experimento	10
3.1. Operación de la MOT	10
3.2. Sistema de imagen	10
3.2.1. Sintonía fina de la frecuencia	10
3.2.2. Arreglo de imagen	14
3.2.3. Obturación	14
3.2.4. Adquisición	14
3.2.5. Control y sincronización	14
4. Capítulo III: Resultados	14
4.1. Optimización	14
4.1.1. Densidad Óptica	14
4.1.2. Número de Átomos	14
4.1.3. Temperatura	14
4.2. Control de regímenes de interés	14
5. Capítulo IV: Conclusiones	14

1. Introducción

- Intro MOT
- FWM en MOT
- Trabajo en cuestión.

2. Capítulo I: Theoretical Background

2.1. Trampa Magneto-Óptica

Las trampas magneto-ópticas (MOT) son el mecanismo más utilizado para atrapar átomos neutros. Logrado por primera vez en 1987 [1] es un método robusto que nos permite confinar ensambles de átomos, a temperaturas menores a 1mK, de manera relativamente económica tanto en recursos como en tiempo de trabajo.

Uno de los dos elementos fundamentales de la MOT está conformado por un conjunto de pares de haces contrapropagantes (tres pares de haces para poder crear una MOT en 3D). Estos haces se preparan con polarizaciones circulares opuestas y están sintonizados *al rojo* de la *transición de enfriamiento* ($|5S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{\frac{3}{2}}, F' = 3\rangle$ del ^{87}Rb en nuestro caso). Al desplazarse en dirección opuesta a la propagación de uno de estos haces, los átomos ven un corrimiento de su frecuencia hacia el azul debido al *efecto Doppler* por lo que entrará en resonancia y los átomos sentirán una fuerza que se opone a su movimiento de la siguiente forma [2]:

$$F = F_{scatt}(w - w_0 - kv) - F_{scatt}(w - w_0 + kv) \approx -\alpha v \quad (1)$$

Esto es análogo a la fuerza que sentirían los átomos al moverse en un líquido viscoso por lo que este mecanismo es también conocido como *melaza óptica*. A esto se le suma un cuadrupolo magnético, creado con un par de bobinas en configuración *anti-helmholtz*, que resulta en un campo de la forma $B(z) = bz$. Este campo desdobra el nivel excitado en sus tres componentes Zeeman causando que, para los átomos en dirección $z > 0$, el nivel con $M_e = -1$ sufra un corrimiento hacia el rojo quedando entonces la transición $\Delta M = -1$ más cerca de la frecuencia del haz de enfriamiento. Por lo tanto, si el haz que incide en dirección $-\hat{z}$ tiene polarización σ^- los átomos de este lado absorberán más sus fotones sintiendo así una fuerza que los empuja al centro de la trampa donde el campo magnético es cero y por consecuencia el

desequilibrio en las fuerzas de *scattering* también desaparece. Del otro lado, para los átomos con $z < 0$ sucede algo análogo con el nivel $M_e = 1$ y un haz de polarización σ^+ . Al agregar el campo magnético y cuando los corrimientos tanto Zeeman como Doppler son pequeños comparados con la desintonía de los haces de enfriamiento, las fuerzas interactuando con los átomos se pueden escribir de la siguiente manera [3]:

$$\vec{F} = -\beta\vec{v} - \kappa\vec{r} \quad (2)$$

Donde vemos nuevamente la componente relacionada con el amortiguamiento por la *melaza* pero ahora notamos una componente que nos hace pensar en una fuerza de resorte que viene ahora relacionada con el gradiente del campo magnético y es justamente esta parte de la fuerza la responsable del confinamiento de los átomos en el centro de la trampa. Para información más detallada sobre los mecanismos de la MOT y en particular sobre nuestra trampa recomiendo la revisión de la tesis de maestría de

2.2. Sistema de Imagen

Para recabar información sobre la nube de átomos se utiliza un sistema de imagen. En nuestro caso se utilizan dos técnicas, fluorescencia y absorción. El primero consiste en recolectar parte de la luz dispersada por la nube. Esto resulta particularmente práctico en trampas magneto-ópticas como la nuestra ya que la nube está fluoresciendo constantemente siendo entonces razonablemente sencillo monitorearla con este método. La segunda técnica, que es en la que nos centraremos a lo largo de este trabajo, como su nombre lo indica se basa en la absorción de luz por parte de nuestro ensamble de átomos. Se utiliza un haz de imagen con una intensidad mucho menor a la intensidad de saturación de los átomos y se observa, con la ayuda de un CCD, la sombra que estos crean al absorber parte de la luz de dicho haz.

Esta técnica presenta una mejor relación señal a ruido que la primera (la señal es al rededor de 100 veces mayor [4]) ya que con la primer técnica, debido a la distribución espacial isotrópica de la emisión de fotones en la fluorescencia, sólo capturamos parte de la luz dispersada. Sin embargo debemos tener en cuenta que el método de imagen por absorción no funciona para densidades ópticas demasiado grandes porque la transmisión decae exponencialmente con la densidad óptica causando que a densidades ópticas muy elevadas la sombra de la nube sea completamente oscura y no permita el un análisis adecuado. (De ser necesario, éste problema se puede solucionar desintonizando un poco el haz de imagen para sacarlo de resonancia.)

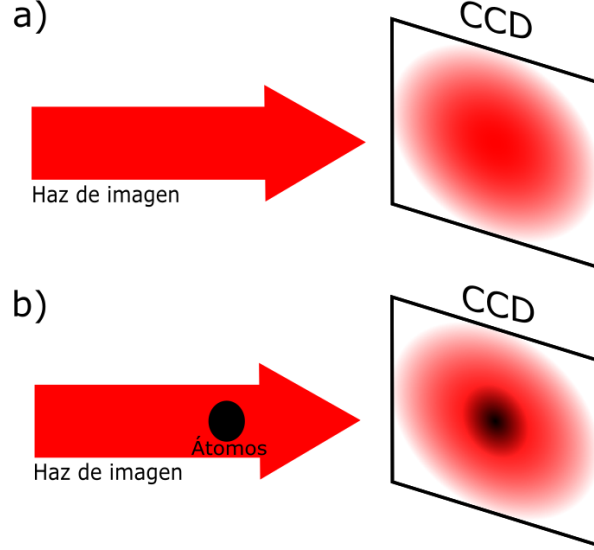


Figura 1: Esquema de método de imagen por absorción: a) Imagen sin átomos. b) Imagen con átomos.

2.2.1. Densidad óptica y número de átomos

De acuerdo con la ley de Beer-Lambert, tras pasar por la nube de átomos el perfil de intensidades de la luz viene dado por:

$$I_T(y, z) = I_0(y, z)T(y, z) = I_0(y, z)e^{-D(y, z)}. \quad (3)$$

Aquí, la densidad óptica de la nube es:

$$D(y, z) = \sigma_\pi n_{2D} = \sigma_\pi \int n_0(x, y, z) dx. \quad (4)$$

Siendo n_{2D} es la densidad de columna y σ_π es el ángulo sólido de absorción que viene dado por:

$$\sigma_\pi = \frac{\sigma_0}{1 + 4\left(\frac{\delta}{\Gamma}\right)^2 + \frac{I}{I_{sat}}}. \quad (5)$$

Notemos que para un haz cuya intensidad sea mucho menor que la intensidad de saturación de los átomos y que se encuentre en resonancia (o muy cerca de resonancia) tendremos que $\sigma_\pi \sim \sigma_0$ que en nuestro caso es igual a $1.938 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$. [5]

Por lo tanto, la señal que detectaremos al recolectar la luz después de la nube es:

$$F(y, z) = I_T(y, z) + B(y, z) = I_0(y, z)T(y, z) + B(y, z). \quad (6)$$

Donde $B(y, z)$ es el ruido de fondo que pueda percibir nuestro CCD.

Para el límite de baja densidad óptica podemos entonces obtener la transmisión $T(y, z)$ y por lo tanto la densidad óptica $D(y, z)$ a partir de la señal detectada en nuestro CCD. Para lograrlo tomamos tres fotos. La primera $F_1(y, z)$, sin el haz ni la nube, nos va a dar las cuentas oscuras o ruido de fondo, es decir $F_1(y, z) = B(y, z)$. Luego tomamos una segunda foto $F_2(y, z)$, esta vez con el haz de imagen pero sin la nube de átomos obteniendo entonces $F_2(y, z) = I_0(y, z) + B(y, z)$ y finalmente tomamos la tercera imagen que nos da una señal como la descrita en la ecuación 6.

A partir de estas tres imágenes podemos calcular la densidad óptica de la nube:

$$D(y, z) = -\ln \left(\frac{F(y, z) - F_1(y, z)}{F_2(y, z) - F_1(y, z)} \right). \quad (7)$$

A partir de esto uno puede encontrar el número de átomos en la nube integrando sobre toda la imagen de la siguiente forma:

$$N = \frac{A}{\sigma_\pi} \sum_{\text{pixeles}} -\ln(T(y, z)). \quad (8)$$

Donde A es el área del píxel en el plano del objeto, es decir, $\frac{\text{área del píxel}}{\text{magnificación}}$.

2.2.2. Temperatura

3. Capítulo II: Experimento

3.1. Operación de la MOT

3.2. Sistema de imagen

3.2.1. Sintonía fina de la frecuencia

En nuestro experimento nos interesa tener control sobre la frecuencia del haz de imagen para poder, por ejemplo, alejarlo de resonancia para hacer mediciones en

nubes de mayor densidad óptica.

Para conseguir este control sobre la frecuencia utilizamos Moduladores Acusto-Ópticos (AOM) de la marca IntraAction. Estos elementos están constituidos por un cristal dentro del cual se generan ondas de sonido gracias a las vibraciones de un transductor piezoeléctrico. Al propagarse dentro del material, estas ondas producen variaciones de presión y por lo tanto variaciones de índice de refracción que hacen que el sistema se comporte como una rejilla de difracción que podemos modular. Cuando un haz atraviesa el AOM se forma un patrón de difracción donde los diferentes órdenes presentan corrimientos de frecuencia. Dependiendo de la orientación relativa entre los vectores de onda del haz y de las ondas dentro del cristal el corrimiento será $\omega - \Omega$ (caso en el que las componentes correspondientes son paralelas) o $\omega + \Omega$ (caso en el que son anti-paralelas) en el orden con mayor intensidad.

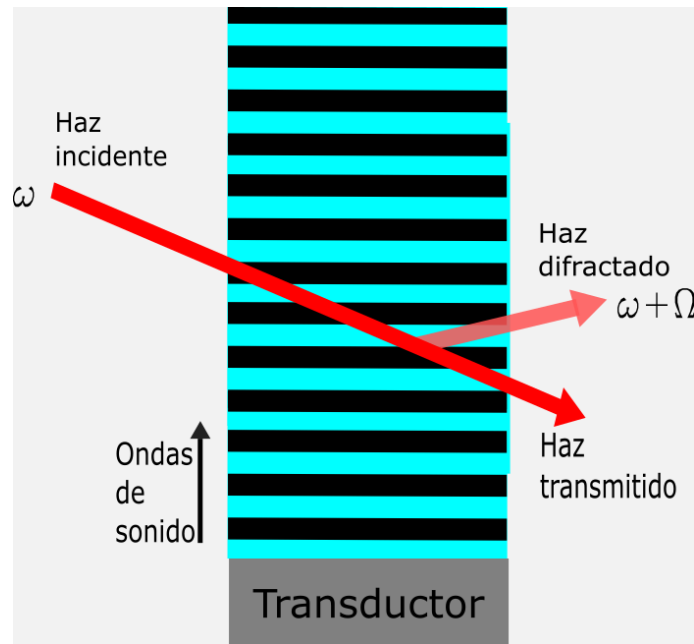


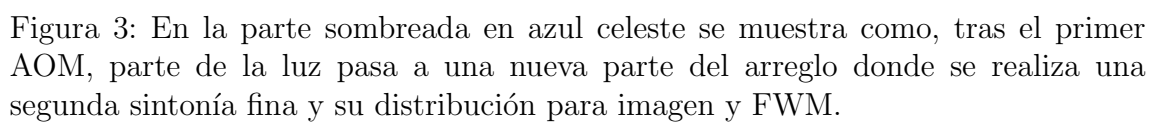
Figura 2: Esquema de un modulador acusto-óptico.

Alineando cuidadosamente el orden que nos interesa y modulando con el controlador del AOM (marca *IntraAction*) tenemos control de hasta 0.001MHz sobre la frecuencia del haz.

La luz utilizada para imagen proviene del láser maestro de nuestro laboratorio. Este láser está anclado al entrecruce CO_{1-3} a alrededor de 211.8MHz de resonancia con la transición de enfriamiento.

Como se puede observar en la figura (3), tomamos la luz para imagen de un PBS tras haber pasado por un primer AOM de +60MHz, es decir, que viene el haz a -151.8MHz de la transición de enfriamiento. De ahí lo mandamos en un doble paso a través de un segundo AOM, esta vez de +75MHz, recorriendo esta vez la frecuencia hasta -1.8MHz de la transición ya mencionada. El hacer esto en un doble paso, además de permitirnos reutilizar un mismo AOM para hacer dos corrimientos de frecuencia, nos permite evitar cambios de orientación en el haz al variar la frecuencia que podrían resultar en problemas con el acoplamiento de las fibras ópticas que distribuirán esta luz. [6]

Finalmente esta luz ya cerca de resonancia y cuya frecuencia ya podemos controlar se acopla a una fibra y en un arreglo posterior se divide pues será también utilizada para uno de los haces del FWM que se hará en etapas posteriores del experimento.



3.2.2. Arreglo de imagen

3.2.3. Obturación

3.2.4. Adquisición

3.2.5. Control y sincronización

4. Capítulo III: Resultados

4.1. Optimización

4.1.1. Densidad Óptica

4.1.2. Número de Átomos

4.1.3. Temperatura

4.2. Control de regímenes de interés

5. Capítulo IV: Conclusiones

Referencias

- [1] 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, December 1987.
- [2] C. J. Foot, *Atomic physics*. Oxford master series in atomic, optical and laser physics, Oxford: Oxford University Press, 2007.
- [3] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*. New York: Springer-Verlag, 1999.
- [4] G. D. McDonald, “Detecting atomic shot noise on ultra-cold atom clouds,” bachelor thesis, The Australian National University, October 2009.
- [5] D. Adam Steck, “Rubidium 87 d line data,” January 2003.
- [6] E. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. Jefferts, “Double-pass acousto-optic modulator system,” vol. 76, 06 2005.