

Estudio de la plausibilidad de la implementación del experimento de absorción de dos fotones entrelazados en átomos fríos dentro de una celda de vapor

Johan Ospina

Universidad de Los Andes

(Dated: 29 de Noviembre de 2021)

Resumen: En este proyecto se estudió la viabilidad e implementación del montaje necesario para analizar la absorción de dos fotones entrelazados por átomos de Cesio, enfriados por medio de una trampa magneto óptica usando una celda de vapor. Primero, se realizó un estudio bibliográfico y teórico de los principales parámetros físicos necesarios y mínimos suficientes para crear la trampa magneto óptica en una celda de vapor de Cesio con una presión inicial de 10^{-6} Torr. En esta parte se encontró que por las dimensiones de la celda, los haces deben tener un diámetro de menos de 2 cm y para este valor se encuentra una velocidad de captura de $v_c = (26.36 \pm 0.11)$ m/s lo que corresponde a un corrimiento Doppler de $2\pi \cdot (30.92 \pm 0.11)$ MHz. Para esta velocidad de captura se puede usar una desintonía negativa de $\Delta = 10$ MHz. Después, se presenta el montaje y medidas experimentales del láser que será usado para obtener los tres pares de haces contrapropagantes que serán uno de los ingredientes principales para la creación de la trampa. Por último, se presenta el estudio, diseño e implementación de las bobinas en la configuración Anti-Helmholtz que producirán el gradiente del campo magnético fundamental para el confinamiento de los átomos. Se encontraron dificultades en la configuración de la frecuencia del haz producido por un láser de diodo, el cual aunque estaba generando la potencia esperada, no estaba ofreciendo una longitud de onda fija correspondiente a la transición atómica de la línea D2 del Cesio (852,11 nm). Por otro lado, con respecto a la generación del gradiente de campo magnético, se necesitaba conseguir una variación de 10 G/cm pero con las bobinas ya diseñadas y los materiales y equipos de laboratorio actualmente disponibles solo fue posible llegar a un gradiente de (2.66 ± 0.18) G/cm. Por esta razón, se han diseñado un par de bobinas con un radio menor y con suficiente soporte que sean compatibles con los materiales disponibles y que generen el gradiente esperado.

I. INTRODUCCIÓN

La absorción de dos fotones (TPA) fue demostrado teóricamente en 1931 por Goeppert-Mayer e implementado experimentalmente en 1961 por Kaiser y Garret gracias a la invención del láser, el cual ofrece una fuente de luz de alta intensidad y que puede ser monocromática; características necesarias para tener TPA. Se ha mostrado su dependencia cuadrática con la intensidad de la radiación láser usada [1], y recientemente se ha usado luz con diferentes propiedades tales como: luz comprimida [2] y luz entrelazada [3–5]. Para producir TPA, en el caso de la luz entrelazada (ETPA), se evidencia que es posible inducir transiciones de dos fotones con un bajo flujo de fotones [4], lo cual es interesante y una motivación para este trabajo porque la TPA ha sido propuesta para espectroscopía y microscopía en moléculas y sistemas biológicos donde es necesario usar un bajo flujo de fotones para no generar degradación o destrucción de la muestra, es decir, ofrece un método menos invasivo.

En este trabajo se busca estudiar la viabilidad de la implementación del experimento de absorción de dos fotones entrelazados ETPA usando como muestra átomos enfriados en una trampa de Cesio. Como se mencionó anteriormente, el uso de luz entrelazada permite usar un flujo de fotones bajo, sin embargo, si se quiere observar fluorescencia o cambios en la absorción de la señal es necesario tener una mayor densidad de átomos interactuando con la luz usada.

Por esta razón, usar átomos fríos en una trampa mag-

neto óptica promete resultados interesantes, ya que los átomos de Cesio poseen una transición conveniente para realizar el experimento de dos fotones. Esta transición es de 411,32 nm y coincide con la transición $6^2S_{1/2}$ a $8^2S_{1/2}$ del Cesio. Sin embargo, esta es una transición prohibida puesto que $\Delta l = 0$. Para el Cesio existen transiciones intermedias que permiten llevar a cabo una prueba de primeros principios como fue propuesto por Svozilik [6]. El diagrama de las transiciones del Cesio propuesto para implementar la ETPA se puede observar en la siguiente figura

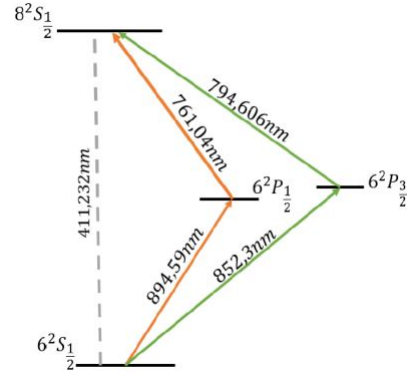


Figure 1: Diagrama de niveles para la absorción de dos fotones. Imagen tomada de [7]

Para generar los fotones que coincidan con estas transiciones intermedias se obtienen a partir de SPDC col-

ineal tipo 1 como es mostrado en [7]. Adicionalmente, para poder comprobar ETPA en átomos se necesita una fuente de átomos que permita tener una densidad mas grande de estos para mejorar la relación de la señal de absorción. Por esta razón, es interesante implementar la trampa magnéto óptica (MOT de sus siglas en inglés) de átomos de Cesio para realizar el experimento de ETPA.

En este trabajo se estudiaron los parámetros necesarios y mínimos para ver la nube de átomos fríos de Cesio en una celda de vapor de Cesio. Además, se intenta diseñar, montar y caracterizar las partes principales para la trampa; la luz láser usada para producir tres pares de haces contrapropagantes y el gradiente de campo magnético. Adicionalmente, se analizan los parámetros de la celda de vapor como el nivel de vacío y la estabilización de la frecuencia de la luz láser usada.

A. Objetivo general

Estudiar la plausibilidad de la construcción de un sistema de enfriamiento de átomos fríos de Cesio en una celda de vapor para hacer el experimento de absorción de dos fotones entrelazados.

B. Objetivos específicos

- Analizar y obtener los rangos y parámetros físicos para enfriar átomos en una celda de vapor.
- Establecer el montaje necesario para la implementación del experimento teniendo en cuenta los materiales y aparatos disponibles en el laboratorio de óptica cuántica.
- Diseñar y construir partes necesarias para el enfriamiento de átomos.

II. TEORÍA

A. Absorción de dos fotones entrelazados

Pares de fotones entrelazados son generados mediante conversión paramétrica descendente, el cual es un proceso óptico no lineal inducido por la interacción de un haz láser con un medio no lineal. En el proceso básicamente un fotón del haz de bombeo de alta frecuencia es dividido en dos fotones entrelazados en un cristal no lineal. Con este par de fotones entrelazados se pueden inducir transiciones en átomos y moléculas desde un nivel base a un estado excitado, transición que tiene una energía igual a la suma de la energía de los dos fotones entrelazados. Por medio de experimentos de óptica no lineal, se puede detectar la probabilidad de excitación del estado final f , donde la frecuencia de la transición se puede escribir como la suma de la frecuencias de los fotones induciendo

esta, $\omega_1 + \omega_2 = \omega_{fg}$. Esta probabilidad puede ser detectada por experimentos de fluorescencia [8].

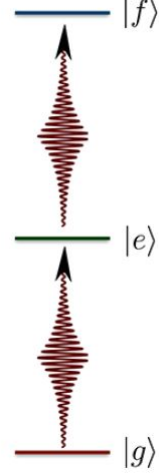


Figure 2: Diagrama de niveles para la absorción de dos fotones. Imagen tomada de [8]

Un experimento de TPA es análogo a uno de fotocincidencias, donde los detectores son reemplazados por un sistema material [4]. La señal obtenida $R_{TPA}(s^{-1})$ contiene dos contribuciones

$$R_{TPA} = \sigma_e \Phi + \delta_r \Phi^2 \quad (1)$$

, donde Φ es la densidad del flujo de fotones, equivalente al número de clicks en el detector por unidad de tiempo por unidad de área. σ_e es la sección transversal de absorción correlacionada y δ_r es la sección transversal de absorción clásica. El primer término de la anterior ecuación está relacionado con la absorción de un par entrelazado y es lineal con el flujo de fotones. El segundo término tiene en cuenta la absorción de los fotones no correlacionados, es decir del láser y se obtiene un escalamiento cuadrático clásico como es esperado.

Una TPA con luz láser clásica, permite encontrar δ_r . Este escalamiento ha sido medido en muestras atómicas y moleculares [3]. Existe un flujo de fotones máximo para el cual la luz puede ser considerada como compuesta de pares de fotones individuales y es dado por el ancho de banda del par de fotones [8]. Entre mas grande el ancho de banda del fotón, mejor el régimen lineal que puede ser observado [8].

La sección transversal de absorción de dos fotones entrelazados puede ser calculada como en [8]:

$$\sigma_e = \frac{A_q^2}{A_e} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP_f(dt)}{dt} dt, \quad (2)$$

donde A_e es el área de entrelazamiento, la cual es el área perpendicular a la dirección de propagación en la

cual el par entrelazado fue creado. P_f es la población del estado final en el tiempo. Para medir σ_e usando fluorescencia se usan señales donde se mide absorción [3] y donde se mide fluorescencia [9]. Sin embargo, aún es un tema abierto hacer experimentos que permitan ver fluorescencia inducida por dos fotones y para implementarlos se necesita una densidad atómica alta en un sistema conocido, por ejemplo, una trampa magneto óptica de átomos de Cesio.

B. Trampa magneto-óptica

La trampa magneto-óptica es una de las técnicas más usadas para atrapar átomos neutros. Fue implementada por primera vez en 1987 por Steven Chu [10]. Es una técnica fácil de implementar que permite enfriar y atrapar átomos neutro desde una temperatura ambiente hasta los microkelvin. La MOT (de sus siglas en inglés) utiliza una configuración de tres pares de haces contrapropagantes que se utilizan para producir un melazo óptico que disminuye la velocidad de los átomos haciendo que estos experimenten una fuerza amortiguadora. La polarización de cada haz es mutuamente ortogonal, y en una configuración típica las polarizaciones son σ_+ y σ_- la cual induce transiciones en subniveles Zeeman con el cambio $\Delta m_f = 1$ y $\Delta m_f = -1$. Con solamente los haces; los átomos moviéndose en direcciones opuestas a la dirección de propagación de la luz son desacelerados, este proceso también se denomina como enfriamiento Doppler. Para completar el atrapamiento es necesario aplicar una fuerza dependiente de la posición para confinar a los átomos en una región específica del espacio. Para este fin, se utilizan un par de bobinas en configuración antihelmholtz donde un campo cuadrupolar es aplicado para producir tal fuerza. Como es explicado en la referencia [11], considerando la transición cuando $F = 0 \rightarrow F' = 1$, en el punto medio entre las bobinas los campos magnéticos se superponen y se cancelan. A medida que se alejan del centro, un gradiente de campo uniforme perturba los niveles excitados del átomo.

El efecto Zeeman hace que la energía de dos subniveles con $m_f = \pm 1$ del nivel $F' = 1$ varía lentamente con la posición del átomo. Ver Fig 3.

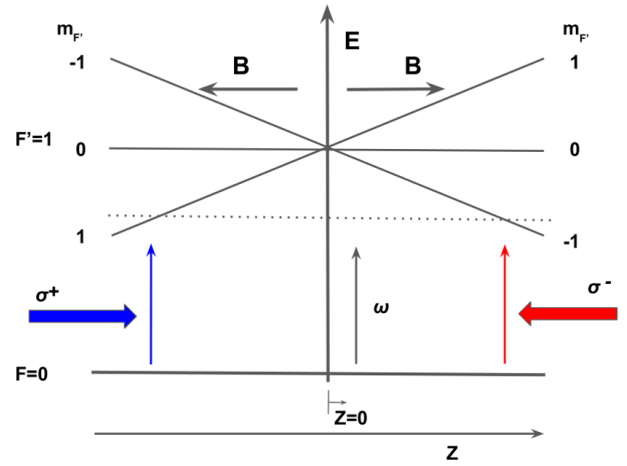


Figure 3: Diagrama de subniveles Zeeman del átomo con $F' = 1$ interactuando con dos haces contrapropagantes en una dimensión [12]

Como los átomos son iluminados por haces contrapropagantes y con polarizaciones circulares opuestas (σ_+ y σ_-). Su frecuencia es un poco menor que la frecuencia de la transición atómica para producir el efecto del melazo óptico. El desplazamiento Zeeman causa un desbalance en la fuerza de radiación. Así, si un átomo es desplazado del centro de la trampa a lo largo del eje z positivo, el desplazamiento Zeeman mueve el subnivel $m_f' = -1$ cerca de la resonancia con el láser (ver figura 3). De esta forma se produce una absorción de fotones del haz que excita la transición $\Delta m_f'$ y esto da lugar a una fuerza de dispersión que hala el átomo hacia el centro de la trampa. Cuando el átomo se desplaza en dirección opuesta $z < 0$ ocurre algo similar; los átomos siempre serán enviados hacia el centro de la trampa y se forma la nube atómica.

Finalmente, en el límite de pequeñas velocidades y pequeños desplazamientos Zeeman, la expresión para la fuerza unidimensional ejercida sobre átomos en una trampa magneto-óptica puede ser escrita como:

$$F = -\alpha v - \kappa z, \quad (3)$$

donde α es un coeficiente de amortiguamiento, v es la velocidad de los átomos y κ es un coeficiente de resorte o de una fuerza restauradora y está relacionado con el gradiente del campo magnético aplicado B [11].

En el caso tridimensional, existe el mismo tipo de fuerza en las tres dimensiones y se superponen en la región de la trampa. En la Fig. 4 se puede observar el diagrama simplificado de una MOT. Adicionalmente, es necesario usar un haz que se llama rebombear, para que, como su nombre lo dice, rebombear átomos que se salgan de la transición atómica de atrapamiento y no dejar que esta se quede sin átomos y se pierda la nube de átomos atrapados [12].

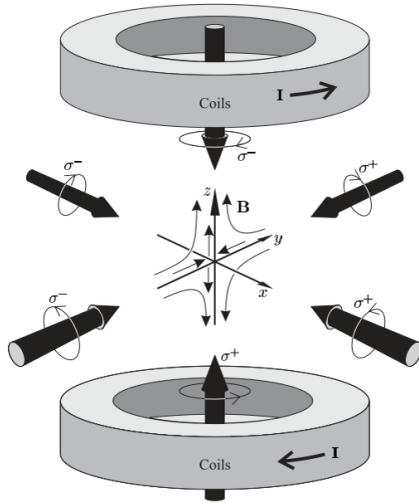


Figure 4: Diagrama de los tres pares de haces contrapropagantes con polarización circular y las bobinas en configuración antihelmholtz que conforman la trampa magneto óptica. Imagen tomada de [11]

III. MONTAJE EXPERIMENTAL

Como parte del montaje experimental se usará el montaje ya implementado de absorción saturada con una celda de vapor de átomos de Cesio en el laboratorio de óptica cuántica. El cual está formado por un sistema de estabilización y control de la frecuencia de un láser de diodo de 852nm, un sistema de detección de la absorción del láser después de pasar por la celda y tres pares de bobinas en configuración de Helmholtz usadas para cancelar campos magnéticos espurios. El montaje del que se partirá ha sido usado para llevar a cabo experimentos de absorción saturada y puede ser observado en la siguiente figura:

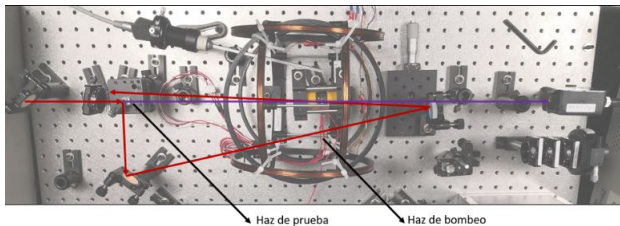


Figure 5: Montaje de absorción saturada en el laboratorio de óptica cuántica, donde se observa el haz de bombeo y de prueba que se cruzan en direcciones opuestas dentro de la celda de vapor de Cesio. Se observan también tres pares de bobinas circulares en configuración de Helmholtz. Imagen tomada de [13]

Para la generación de pares de fotones entrelazados se hará uso de un sistema de conversión paramétrica espontánea descendente, así como de un sistema de de-

tección de fotones individuales ya implementado también en el grupo.

Inicialmente, se comenzará con la construcción de un láser de diodo, necesario para conseguir el atrapamiento de los haces. Después de esto se planea generar un gradiente de campo magnético para conseguir la fuerza dependiente de la posición para la MOT. Esta se logra por medio de un par de bobinas en la cual la corriente fluye en direcciones opuestas.

IV. RESULTADOS

A. OBJETIVO 1: Parámetros de la MOT y revisión bibliográfica

Para determinar los rangos y parámetros importantes para implementar la MOT se deben tener en cuenta los materiales y el montaje con el que cuenta el laboratorio de óptica cuántica y que ya está implementado o puede ser implementado a corto o mediano plazo.

1. Celda de vapor

Un aspecto importante, alrededor del cual este proyecto estuvo girando es el hecho de que se va a usar una celda de vapor de Cesio (GC25075-CS Cesium Borosilicate Reference Cell) la cual tiene una presión inicial de manufactura de alrededor de 10^{-6} Torr la cual no es diseñada típicamente para trampas magneto ópticas por su forma cilíndrica. Esta celda es visualizada en la siguiente figura:



Figure 6: Foto de la celda usada, la cuál tiene un diámetro de 2.54 cm y un largo de 7.18 cm. Imagen tomada de Thorlabs

Las celdas típicamente usadas son de la empresa Precision Glassblowing, las cuales están diseñadas con ventanas de acceso para los haces y un conducto de conexión a un sistema de vacío que permite el uso de una bomba iónica para mantener un ultravacío de alrededor de 10^{-8} Torr. Este tipo de celdas se puede observar en la siguiente figura



Figure 7: Foto de la celda usada típicamente para una MOT, la cuál tiene ventanas laterales para los haces y un tubo que permite la conexión con un sistema de vacío. Imagen tomada de Precision Glassblowing.

La medida de presión es un indicador del tiempo entre colisiones de partículas. Con la celda que se va a usar se espera tener tiempos entre colisiones de menos de 1 segundo, puesto que según la literatura para el caso de celdas con una presión del orden de 10^{-8} Torr se esperan tiempo entre colisiones del orden de 1 segundo. Este es un parámetro crítico puesto que las medidas en este tipo de sistemas se intentan hacer en el tiempo donde no hay colisiones y todos los haces y el campo están apagados. De esta forma el tiempo que duren los átomos en la trampa depende en gran parte de la calidad del vacío del sistema [14].

El tiempo de vida de los átomos en la trampa alcanzado por [14] es $\tau_{vt} = 1$ s cuando la presión alcanzada era 6×10^{-9} Torr. Adicionalmente, se ha encontrado un tiempo de vida de $\tau_{vt} = 0.06$ s para presiones del orden de 10^{-7} Torr y $\tau_{vt} = 4$ s para 10^{-9} Torr.

Un aspecto importante, es que a presiones muy altas la atenuación de los haces de atrapamiento causa una disminución del número de átomos atrapados [14]. Los rangos de presión usados según la literatura varían de 10^{-6} Torr a 10^{-8} Torr [15] [14].

Con la celda que se tiene en el laboratorio se espera poder ver la nube de átomos fríos pero no una gran estabilidad a lo largo del tiempo porque es posible que gas se escape con el paso del tiempo hasta que no se logre ver la nube. Por otro lado, usando una celda mas adecuada como la de la figura 7 y una bomba iónica permanentemente se puede tener un vacío de calidad estable en el tiempo. Sin embargo, el uso de esta nueva celda también implica la implementación de un sistema de liberación de átomos de Cesio controladamente, lo cual se logra por medio de dispensadores dependientes de una corriente suministrada. Además, es necesario una bomba mecánica para alcanzar un nivel de vacío que permita activar la bomba iónica.

Según algunas referencias se había planteado que para tener la máxima eficiencia se debería diseñar una celda con un grande radio entre el volumen ocupado por los haces del láser y el volumen total de la celda [16]. Sin embargo, en la referencia [17] es mostrado que no se cumple esta relación para obtener la máxima eficiencia. En [17] se encontró que una celda pequeña en relación al volu-

men de la intersección de los haces, produce altos niveles de luz parásita, lo que hace difícil la detección directa de bajos niveles de fluorescencia. Adicionalmente, se menciona que es importante el recubrimiento de las paredes de la celda con un vapor alcalino para minimizar la tasa de pérdida de átomos atrapables. Finalmente, según la referencia [14] enviar los haces de atrapamiento a través de ventanas o paredes de vidrio curvas hace poca diferencia en el rendimiento o eficiencia.

De esta forma, se puede decir que es posible hacer la MOT en el tipo de celda que hay en el laboratorio, pero no se puede garantizar una estabilidad a lo largo del tiempo. Como el diámetro de la celda es 2.54 cm se condiciona el diámetro del haz a un valor menor de 2 cm. En este trabajo se usa este valor para el diámetro del haz para compararlo con valores obtenidos previamente en la literatura de los parámetros de la MOT, pero para el experimento que se desea realizar un diámetro de 1 cm es suficiente. El diámetro del haz es un parámetro importante que define la velocidad de captura de los átomos de Cesio que pueden ser efectivamente atrapados y a su vez influye en la desintonía Δ de los haces de atrapamiento.

2. Velocidad de captura y desintonía

Los átomos con velocidades menores que la velocidad de captura v_c son detenidos lo suficiente después de entrar en la región de intersección de los haces que crean el melazo óptico en la MOT [15]. La tasa a la cual los átomos entran en el volumen de intersección es [14]:

$$R \approx \frac{nd^2v_c^4}{u^3} \quad (4)$$

, donde n es la densidad de fondo del Cesio o Background, d es el diametro circular del haz del láser. La velocidad más probable para el Cesio a $T = 300$ K se define como $u = (2kT/m)^{1/2}$ y es aproximadamente $u = 190$ m/s [14].

La dependencia v_c^4 surge de la integración sobre la distribución de flujo de Boltzmann, el cual es proporcional a v_c^3 para $v \ll u$ [14].

En el caso del Cesio, los átomos son desacelerados por la dispersión de r fotones, donde cada fotón dispersado ralentiza el átomo por una velocidad de retroceso $v_{rc} = 3.5$ mm/s. Los átomos son desacelerados por dispersión de r fotones/segundo.

La distancia requerida para detener un átomo de velocidad v_c es dada por [15]:

$$d = \frac{v_c^2}{2rv_{rc}} \quad (5)$$

, Entonces $v_c^4 = (2rv_{rc}d)^2$, y se puede reescribir la ecuación 4 de la siguiente forma [15]:

$$R \approx \frac{4\pi r^2 d^2 v_{rc}^2}{u^3} \quad (6)$$

La tasa de dispersión se puede definir como [15]

$$r = \frac{P}{2(1+P)\tau_n} \quad (7)$$

donde τ_n es el tiempo de vida natural del estado excitado $1/\tau_n = \gamma_n = 2\pi \times 5.2227$ MHz y el parámetro de saturación P se define como [15]:

$$P = \frac{I/I_s}{(1 + 4\Delta^2/\gamma_n^2)} \quad (8)$$

donde I es la intensidad del láser, I_s es la intensidad de la saturación atómica. Para el Cesio y específicamente la transición $6S_{1/2}, F=4, m_F=4$ a $6P_{3/2}, F'=5, m_F=5$ es igual a $I_s = 2.70 \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$. $\Delta = \omega_{laser} - \omega_{atomo}$ es la desintonía del láser que incluye el corrimiento Doppler. La estructura de niveles para la línea D2 del Cesio puede ser observada en la Fig. 8. Según la referencia [18] la potencia del láser de atrapamiento es igual 5mW en cada eje y el rebombeo de una potencia igual a 20 mW lo que corresponde a una intensidad para el bombeo o haces de atrapamiento y rebombeo de $I_{atrap} = 15.915 \text{ W/m}^2$ y $I_{reb} = 63.66 \text{ W/m}^2$ respectivamente teniendo en cuenta que debido a las dimensiones de la celda el diámetro del haz debe ser de menos de 2 cm. Como el láser debe estar casi resonante con los átomos a velocidad v_c , la desintonía debe incrementarse si el diámetro del haz es incrementado. Es decir, a mayor v_c mayor desintonía Δ es necesitada [15] [14].

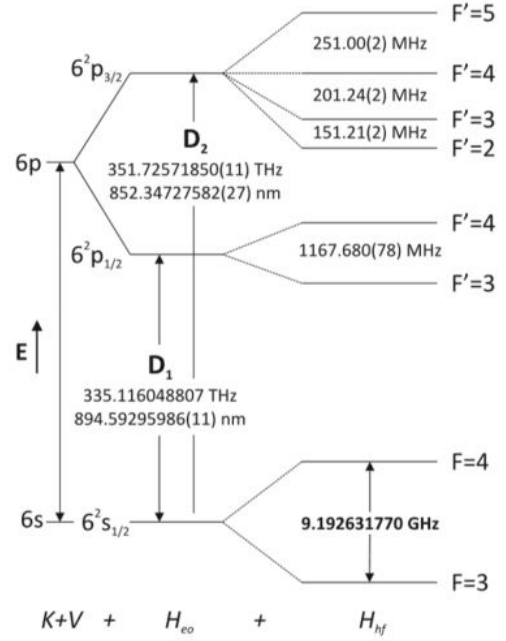


Figure 8: Estructura de niveles del Cesio donde se muestran las contribuciones de la estructura fina e hiperfina. Figura tomada de [13].

Por otro lado, para mantener el parámetro de saturación fijo, I debe ser incrementado como:

$$I \propto v_c^2 \propto d \quad (9)$$

Sin embargo, para que la tasa de carga de la trampa R se mantenga proporcional a d^4 , la potencia láser debe ser incrementada proporcional a $\propto d^3$. En [14] Monroe muestra que el número de átomos atrapados es independiente de la densidad de background n . Esto se debe a que la tasa de carga R y el mecanismo de pérdida dominante son proporcionales a n , mecanismo que se refiere a las colisiones con el background de átomos de Cesio.

El anterior análisis del haz se hizo con respecto al haz de bombeo, ahora con respecto al haz de rebombeo, tenemos que este debe ser resonante con la transición $6S_{1/2}, F=3$ a $6P_{3/2}, F'=4$ y se usa con una potencia aproximada del láser de diodo de 20mW. Esta transición devuelve los átomos en el estado base $F=3$ al estado base $F=4$ induciendo una transición de $F=3$ a $F'=4$ y de esta forma no pierde población la transición usada para el atrapamiento de átomos. Ver Fig. 8.

Si se considera el diámetro del haz fijo, el aumento de la intensidad produce un aumento lineal del número de átomos. Esto ocurre optimizando la desintonía y el campo magnético para cada intensidad.

Adicionalmente, para una potencia fija dada, entre mas grande sea el diámetro del haz mayor es la cantidad de átomos atrapados. Para $d < 2 \text{ cm}$, el gradiente de campo típicamente usado para confinar espacialmente

los átomos es del orden de $\frac{\partial B}{\partial z} \approx 10 \text{ G/cm}$ y una desintonía $\Delta \approx 10 - 20 \text{ MHz}$ ($20 \text{ MHz} \rightarrow 4\gamma_n$) [15]. Cuando $d \approx 4 \text{ cm}$ el gradiente de campo usado es $\frac{\partial B}{\partial z} \approx 7.7 \text{ G/cm}$ y $\Delta \approx 20 \text{ MHz}$.

Normalmente la desintonía es de un ancho de línea al rojo de la resonancia atómica y $v_c \approx 2\gamma_n\lambda$. $\gamma_n\lambda$ es la velocidad a la cual el corrimiento Doppler iguala el ancho de línea natural $\gamma_n(2\pi \cdot 5.2227 \text{ MHz})$ [14].

En [14] la velocidad de captura $v_c \approx 15 \text{ m/s}$, lo cual lleva a tener $5 \times 10^{10} \text{ atom/cm}^3$ en la trampa y alcanzar una temperatura de estos igual a $T = 30 \mu\text{K}$.

Considerando los parámetros experimentales de la referencia [19] para la línea D2 del Cesio y las medidas de la celda de vapor que será usada se puede encontrar la velocidad de captura usando 5.

$$v_c = \sqrt{2rv_{rc}d} = (26.36 \pm 0.11) \text{ m/s}, \quad (10)$$

Para esto se usaron las ecuaciones 7 y 8 y los siguientes parámetros experimentales obtenidos por Daniel Steck para el Cesio [19]: la intensidad de saturación de la transición de atrapamiento $6S_{1/2}, F = 4, m_F = 4$ a $6P_{3/2}, F' = 5, m_F = 5$, $I_s = 2.7 \text{ mW/cm}^2 = 27 \text{ W/m}^2$, la intensidad del haz de atrapamiento en cada eje $I_s = 1.6 \text{ mW/cm}^2 = 16 \text{ W/m}^2$, el diámetro del haz $d = 0.02 \text{ m}$, la velocidad de retroceso $v_{rc} = 3.5225 \text{ mm/s}$, el tiempo de vida natural del estado excitado $1/\tau_n = \gamma_n = 2\pi \times 5.2227 \text{ MHz}$ y la desintonía $\Delta = 10 \text{ MHz}$.

La anterior velocidad de captura implica un corrimiento Doppler igual a

$$\Delta\omega_{dvc} = k_L \cdot V_c = 2\pi \cdot (90.92 \pm 0.11) \text{ MHz}, \quad (11)$$

donde $\frac{k_L}{2\pi} = 1173230.71049371/\text{m}$ es el número de onda en el vacío.

B. OBJETIVO 2 y 3: Establecer el montaje necesario para la implementación de la trampa magneto óptica y diseñar y construir las partes necesarias

Como parte de este proyecto se hizo el análisis de los materiales y montajes mínimos necesarios para hacer el experimento según lo analizado en la teoría y el análisis previo hecho en base a la literatura. En este orden de ideas se necesita: la celda de vapor conteniendo los átomos de Cesio, la luz láser para los haces de atrapamiento y rebombeo, los cuales a su vez necesitan de un sistema de espectroscopía para manipular con mucha precisión y control su frecuencia, y por último de un sistema para generar un gradiente de campo magnético constante.

Como ya se analizó anteriormente la celda de vapor que se usará tiene algunas desventajas, pero es posible observar la MOT bajo ciertas condiciones experimentales también analizadas anteriormente pero no con una muy

buena calidad. Sin embargo, para el objetivo final de este proyecto que es medir la absorción de dos fotones no es necesario tener una nube con mucha calidad o estabilidad en el tiempo.

1. Láser: potencia, frecuencia y tamaño

Con respecto a los haces de atrapamiento y rebombeo, se pretende dos lasers de diodo puesto que estos son económicos, relativamente fáciles de manipular y emiten en las frecuencias deseadas. Inicialmente el laboratorio contaba con uno ya montado y estabilizado en frecuencia, sin embargo, este se dañó posiblemente por alguna descarga eléctrica por estática ya que son muy sensibles a esta. Debido a esto se comenzó el montaje de un láser de diodo desde cero.

El montaje del láser de diodo es mostrado en la figura 9. La cabeza del láser es ubicada en un soporte aislante y una cavidad para luego pasar por un lente que se usa para la colimación. En la salida del láser después del lente se observa la regilla de difracción que se mueve levemente para poder reflejar el modo requerido en un espejo y sacar el haz del montaje del láser que es sellado posteriormente.

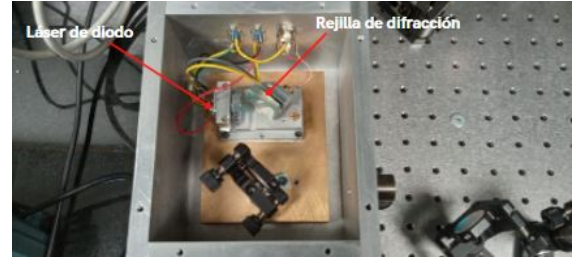


Figure 9: Diagrama del montaje del láser de diodo, donde se puede apreciar la regilla de difracción que funciona con un piezoeléctrico que permite que la graduación de la regilla con una corriente aplicada de forma que se puedan escoger los modos de frecuencia del láser necesarios para el experimento.

Hay tres características importantes del láser que deben ser consideradas y fueron abordadas en el proyecto; la potencia, la frecuencia y el tamaño.

Con respecto a la primera característica la potencia de emisión del láser depende de la corriente suministrada. Se tomaron medidas para verificar la relación de la potencia de emisión en función de la corriente suministrada dada por el fabricante. En la siguiente gráfica se puede observar como varía la potencia y se observa que la potencia obtenida es suficiente para los tres pares de haces contrapropagantes para el atrapamiento de los átomos considerando múltiples pérdidas que deben ser tenidas en cuenta cuando se usan varios elementos ópticos de reflexión y transmisión de la luz.

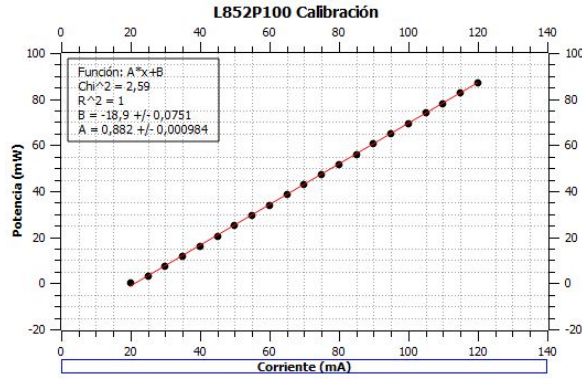


Figure 10: Potencia en función de la corriente suministrada al diodo. Se observa un comportamiento esperado según la información del fabricante para un láser de 100 mW y 852 nm modelo L852P100 de Thorlabs. Las incertidumbres son pequeñas comparadas con la escala y no se alcanzan a observar.

La fuente de corriente suministrada tiene como límite 150 mA de forma que según lo observado en la 10 es posible obtener un haz de 100 mW de potencia.

Por otro lado, el control de la frecuencia del láser es un parámetro crucial en experimentos con átomos atrapados o fríos, puesto que la incertidumbre o variación de la longitud de onda del haz debe ser muy pequeña comparada con el ancho de línea de la transición atómica que se va a sondear. Cada láser debe tener un sistema de configuración y control de la frecuencia del láser, teniendo en cuenta que estos son muy sensibles a perturbaciones mecánicas y a la temperatura. Es decir, cualquier interacción que cambie los parámetros de la cavidad donde está el diodo. Por medio de un sistema de control de la temperatura y la corriente se intentó estabilizar el láser en la frecuencia correcta, sin embargo no se logró la estabilidad de la misma.

Se está intentando implementar un sistema para el control de la frecuencia basado en espectroscopia de polarización [20], que reemplaza el sistema usual que usa espectroscopia de absorción saturada la cual puede ser un poco más demandante en términos de montaje y precio. En la siguiente figura se puede observar por medio de un software medidor de longitud de onda del haz, los modos y la longitud de onda conseguida con la configuración actual.

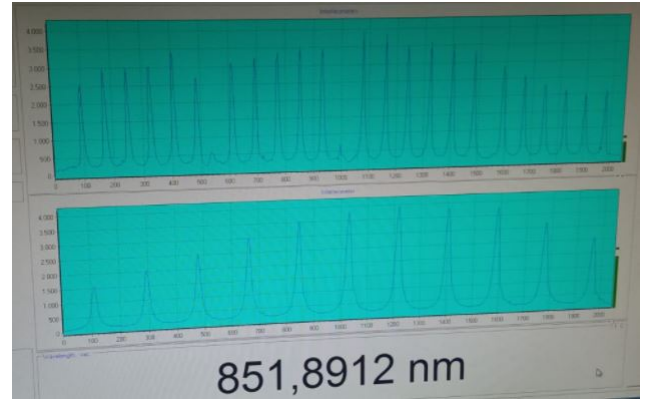


Figure 11: Se observan los modos de frecuencia bien definidos para una longitud de onda de 851.8912 nm y es necesario configurar longitud de onda en 852.11 nm como se mencionó en el análisis teórico.

Con respecto al tamaño del haz, las primeras medidas se hicieron para colimar el haz, moviendo el lente al frente de la cavidad del láser. Se consiguió colimar el haz y se midió su cintura teniendo en cuenta el 80% del perfil gaussiano correspondiente al modo observado. Se encuentran medidas de $(915.5 \pm 0.1) \mu\text{m}$ y $(493.1 \pm 0.1) \mu\text{m}$ para los dos perfiles laterales medidos por el programa como se puede observar en la figura 12. A partir de estas medidas se puede concluir que la forma del haz es elíptica contrario a lo necesario que es un modo gaussiano. Sin embargo, esto es esperado para láser de diodo. Por esta razón, es necesario implementar un montaje óptico para corregir la forma del haz usando lentes y adicionalmente es necesario expandir el haz para lo que se puede usar un telescopio de forma que se llegue al diámetro de 2 cm esperado. Esta última parte será implementada después de configurar y controlar adecuadamente la frecuencia del láser.

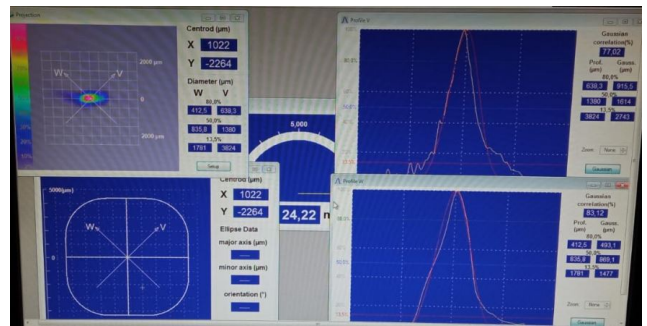


Figure 12: En esta figura se observan las formas y medidas de $(915.5 \pm 0.1) \mu\text{m}$ y $(493.1 \pm 0.1) \mu\text{m}$ para los dos perfiles gaussianos laterales medidos por el programa.

2. Campo magnético

El tercer ingrediente necesario para enfriar átomos es un gradiente de campo magnético homogéneo en la región

de interés. El montaje usado para producir este tipo de campos consiste en usar un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz, es decir la corriente fluye en direcciones contrarias en cada una de las bobinas con respecto a la otra. De esta forma el campo generado en el centro entre las bobinas ubicadas paralelas con respecto a su eje de simetría es cero y a medida que se aleja del centro el gradiente es constante y positivo. Siguiendo la referencia [21] es posible escribir la expresión para el gradiente del campo magnético a lo largo del eje z para N espiras en cada bobina como

$$\frac{\partial B}{\partial z} = \frac{48Nd^2\mu_0 a}{(4a^2 + d^2)^{5/2}}, \quad (12)$$

en donde N es el número de espiras en cada bobina, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} T \cdot m \cdot A^{-1}$ es la permitividad magnética en el vacío, I es la corriente que fluye por cada bobina, d es la separación entre las bobinas y a es el radio de las bobinas. En particular, en el laboratorio se habían implementado tres pares de bobinas circulares de radio 10 cm en la configuración de Helmholtz (la corriente fluye en la misma dirección en las dos bobinas y se genera un campo en el centro que es la superposición de la contribución de cada bobina) para cancelar campos magnéticos espurios. En este tipo de experimentos los campos magnéticos espurios incluido el de la Tierra que es de aproximadamente 0.25 G cerca del ecuador terrestre tienen gran influencia en los subniveles Zeeman y no son convenientes cuando se intenta hacer espectroscopia con átomos.

El intento inicial fue usar la configuración ya montada para generar un gradiente de campo de 10 G/cm , sin embargo, el gradiente obtenido no era homogéneo y era demasiado pequeño. El montaje usado se puede observar en la figura 13 y en la figura 14 se pueden observar las medidas del campo entre las bobinas a lo largo del eje z .



Figure 13: En esta figura se observa el montaje y equipos usados para medir el campo magnético usando los tres pares de bobinas en la configuración de Helmholtz ya implementada en el laboratorio.

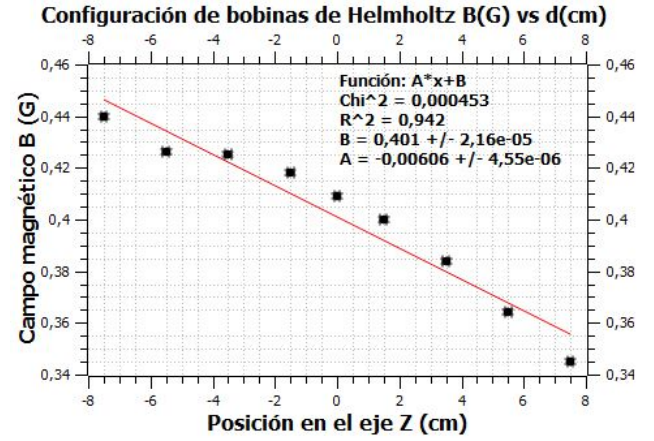


Figure 14: En esta figura se observa el campo entre las bobinas a lo largo del eje z del montaje de las bobinas de la figura 13 en la configuración de Helmholtz, el gradiente obtenido es $(0.00606 \pm 0.0000045)\text{ G/cm}$.

Como se puede observar en la figura 14, el gradiente obtenido es $(0.00606 \pm 0.0000045)\text{ G/cm}$ con la configuración de bobinas existente, además no es un campo muy homogéneo como el que se necesita.

Por esta razón, se construyó un nuevo par de bobinas con el diseño ya existente, pero con un radio de 9.2 cm un poco menor para poder ser impresas en impresora 3D. Con estas nuevas bobinas se hicieron los cálculos siguiendo la expresión 12 para generar el mayor gradiente posible pero en la configuración anti-Helmholtz como es generalmente implementado. Como la fuente de corriente es limitada a 3 A , se hizo el cálculo considerando una corriente máxima $I = 1.5\text{ A}$, una separación entre las bobinas $d = 0.1\text{ m}$ y considerando que el radio $a = 0.092\text{ m}$ para obtener que para generar un gradiente de aproximadamente 2.2 G/cm es necesario usar $N = 107$ vueltas en cada bobina. Las dos grandes limitaciones fueron la resistencia de los rieles con el peso de las bobinas y la cantidad de cable que debe comprarse para cubrir la cantidad de vueltas necesarias con estas medidas de las bobinas para generar el gradiente de 10 G/cm .

El nuevo montaje de las bobinas se puede observar en la figura 15, el peso total del cable de cobre usado es de aproximadamente 1.2 Kg por lo que se presentaron dificultades en el montaje de las bobinas y los rieles se deformaron induciendo errores en la homogeneidad del gradiente que se puede observar en las medidas obtenidas.

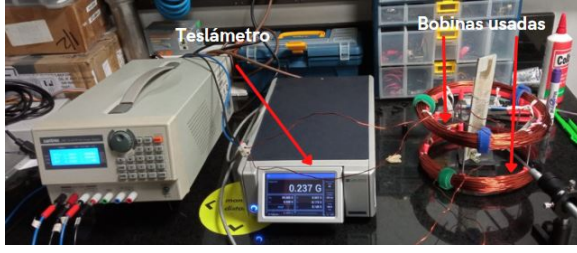


Figure 15: En esta figura se observa el montaje usado con el nuevo par de bobinas en la configuración anti-Helmholtz.

En esta nueva configuración se tomaron datos de la variación del campo en el eje z para 6 corrientes diferentes y el caso sin corriente aplicada. Los datos obtenidos se pueden observar en la figura 16.

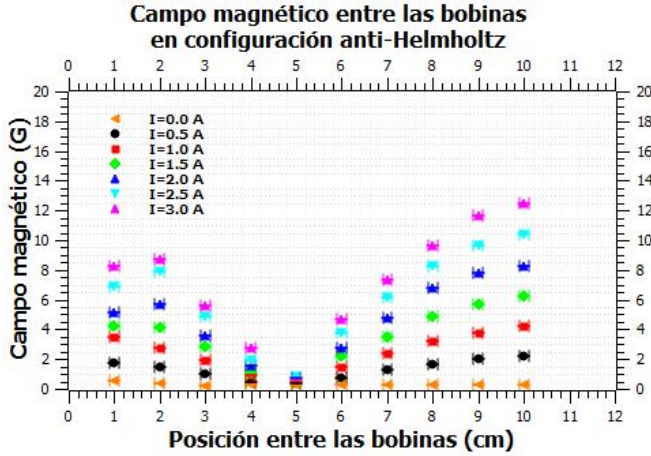


Figure 16: En esta figura se observa el campo medido para diferentes corrientes a lo largo del eje z entre el par de bobinas de la figura 15. Se observa una asimetría debida en principio a la falta de simetría de los rieles y el soporte de las bobinas, así como a errores del experimentador en el uso del teslámetro por la dificultad para obtener medidas siempre en el centro de las bobinas.

Es importante notar que cuando la corriente está apagada, se mide un campo magnético en el centro de las bobinas que es aproximadamente igual a cuando la corriente está prendida, el valor de este campo es cercano al valor del campo magnético de la Tierra cerca del ecuador, de forma que cualquier contribución adicional se debe a campos espurios de aparatos electrónicos por ejemplo. Se debe tener en cuenta que en la configuración anti-Helmholtz el campo en el centro de las bobinas debe ser nulo. Otra posible fuente de error es la asimetría de las bobinas con respecto a su eje de simetría de forma que no se puede conseguir una medida de campo nulo en el centro entre ellas. En la siguiente figura se observan los gradientes obtenidos para las diferentes corrientes utilizadas.

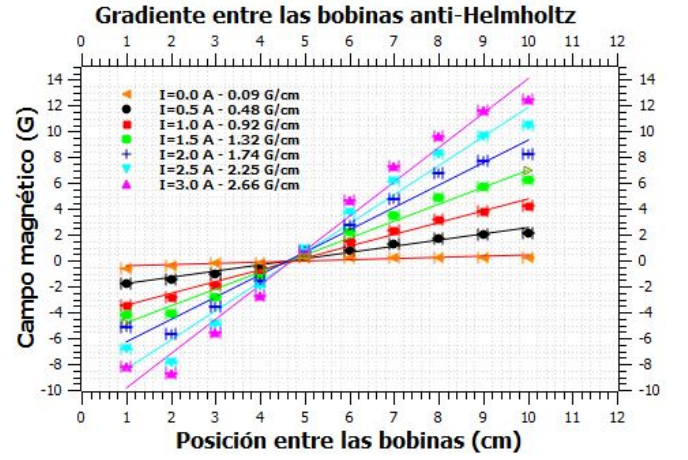


Figure 17: En esta figura se observa el gradiente de campo medido para 6 diferentes corrientes. Como se espera por la expresión 12, a medida que aumenta la corriente suministrada debe aumentar el gradiente. Se obtiene el máximo gradiente de $(2.66 \pm 0.18) \text{ G/cm}$ cuando $I = (3.00 \pm 0.01) \text{ A}$.

A partir de la figura 17 se puede observar que el máximo gradiente obtenido con los equipos y materiales disponibles es de $(2.66 \pm 0.18) \text{ G/cm}$, el cual es aún muy pequeño comparado con el necesitado según la literatura y los cálculos hechos. Por esta razón, se han diseñado un par de bobinas con un radio menor de 0.055 m y con unos rieles mucho mas masivos y resistentes que permitan general un campo mas uniforme y un gradiente más homogéneo entre las bobinas.

V. CONCLUSIONES

Ha sido posible definir los parámetros óptimos para implementar la trampa magneto óptica en una celda de vapor, así como los parámetros mínimos necesarios teniendo en cuenta las dificultades experimentales en término de materiales y equipos. Es posible construir la trampa, sin embargo, se debe tener en cuenta el tipo de medidas que se llevarán a cabo para saber si los tiempos de coherencia del sistema son suficientes.

El sistema de control de la frecuencia de la luz láser usada es de vital importancia para el experimento, por lo tanto, hasta que no se tenga este no se puede avanzar en construir los haces de atrapamiento y rembombeo de forma que tengan el diámetro y las polarizaciones necesarias para enfriar los átomos. Por otro lado, es necesario construir un par de bobinas con las nuevas medidas y resistencia para lo que demanda el experimento en términos del gradiente. Hasta el momento se ha conseguido un gradiente de $(2.66 \pm 0.18) \text{ G/cm}$ que puede ser mejorado con un mejor montaje para las bobinas y reduciendo el radio de estas.

Próximamente se intentará montar las nuevas bobinas y caracterizar el gradiente del campo que producen y

que tan homogéneo es este. Así mismo, se avanzará en la implementación del sistema de control de la frecuencia

de los láseres ya usando la técnica de espectroscopía de polarización o de absorción saturada.

-
- [1] C. Xu and W. W. Webb, Measurement of two-photon excitation cross sections of molecular fluorophores with data from 690 to 1050 nm, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 481 (1996).
- [2] N. P. Georgiades, E. S. Polzik, K. Edamatsu, H. J. Kimble, and A. S. Parkins, Nonclassical excitation for atoms in a squeezed vacuum, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3426 (1995).
- [3] J. Villabona, O. Calderón, M. Nuñez, and A. Valencia, Entangled two photon absorption cross section on the 808 nm region for the common dyes zinc tetraphenylporphyrin and rhodamine b, *The Journal of Physical Chemistry A* **121**, 41 (2017).
- [4] B. Dayan, A. Pe'er, A. A. Friesem, and Y. Silberberg, Two photon absorption and coherent control with broadband down-converted light, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 023005 (2004).
- [5] G. T. r. Lee DI, Entangled photon absorption in an organic porphyrin dendrimer, *J Phys Chem B*. **110**, 51 (2006).
- [6] J. Svozilik, J. Peřina, and R. de J. León-Montiel, Practical entangled-photon virtual-state spectroscopy using intense twin beams, arXiv: Quantum Physics (2016).
- [7] S. S. G. Pulgarin, *Entangled Photon Virtual-State Spectroscopy* (Universidad de los Andes, 2017).
- [8] F. Schlawin, K. E. Dorfman, and S. Mukamel, Entangled two-photon absorption spectroscopy, *Accounts of Chemical Research* **51**, 2207 (2018), PMID: 30179458, <https://doi.org/10.1021/acs.accounts.8b00173>.
- [9] D. Tabakaev, M. Montagnese, G. Haack, L. Bonacina, J.-P. Wolf, H. Zbinden, and R. T. Thew, Energy-time-entangled two-photon molecular absorption, *Phys. Rev. A* **103**, 033701 (2021).
- [10] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [11] C. J. Foot, *Atomic physics*, Oxford master series in atomic, optical, and laser physics (Oxford University Press, Oxford, 2007).
- [12] J. Ospina, *Montagem do experimento para a geração de pares de fótons individuais a partir de ensembles atômicos numa armadilha magneto-óptica* (Universidade Federal de Pernambuco, 2016).
- [13] N. M. Nieto, *Estabilización de frecuencia de laser centrado en transición atómica de la línea D₂ del Cesio* (Universidad de los Andes, 2020).
- [14] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Very cold trapped atoms in a vapor cell, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [15] K. E. Gibble, S. Kasapi, and S. Chu, Improved magneto-optic trapping in a vapor cell, *Opt. Lett.* **17**, 526 (1992).
- [16] Z.-T. Lu, K. L. Corwin, K. R. Vogel, C. E. Wieman, T. P. Dinneen, J. Maddi, and H. Gould, Efficient collection of ²²¹Fr into a vapor cell magneto-optical trap, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 994 (1997).
- [17] A. F. G. S. S.N. Atutov, R. Calabrese and L. Tomassetti, Experimental study of vapor-cell magneto-optical traps for efficient trapping of radioactive atoms (2009).
- [18] K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman, Experimental and theoretical study of the vapor-cell zeeman optical trap, *Phys. Rev. A* **46**, 4082 (1992).
- [19] D. Steck, Cesium d line data, (2010).
- [20] M. L. Harris, C. S. Adams, S. L. Cornish, I. C. McLeod, E. Tarleton, and I. G. Hughes, Polarization spectroscopy in rubidium and cesium, *Phys. Rev. A* **73**, 062509 (2006).
- [21] H. Youk, Numerical study of quadrupole magnetic traps for neutral atoms : anti-helmholtz coils and a u-chip (2005).