



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



Agradecimientos

Resumen

Esta tesis presenta el desarrollo de un sistema de adquisición de datos para pares de fotones generados por procesos de mezclado de cuatro ondas en un gas de átomos fríos. Para probar este sistema, se realizó un experimento para medir la función de correlación temporal de segundo orden $g^{(2)}$ para luz coherente clásica. Se obtuvo un valor de $g^{(2)}(0) = 1.0006 \pm 0.0012$, que se encuentra en excelente acuerdo con la teoría. De manera paralela se construyó una trampa magneto-óptica (MOT) para atrapar átomos de ^{87}Rb . Esta tesis también presenta los pasos naturales siguientes al realizar estudios espectroscópicos de los átomos atrapados con el propósito de medir su densidad óptica. Se obtuvo un valor máximo de $\text{OD} = 46.9 \pm 0.4$. Finalmente, se presenta una caracterización de esta densidad óptica para distintos parámetros ajustables dentro del Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica del Instituto de Física de la UNAM, con el fin de servir como una referencia experimental para futuras optimizaciones.

Índice

1. Medición de la densidad óptica	7
1.1. Teoría	7
1.1.1. Estructura atómica de rubidio	7
1.1.2. Trampa magneto-óptica	8
1.1.3. Absorción de luz por átomos	11
1.2. Sistema óptico para bombeo de FWM	13
1.3. Configuración experimental	13
1.4. Resultados	17
1.5. Discusión	19

Índice de figuras

1.	Estructura hiperfina para la línea D2 de ^{87}Rb	9
2.	a) Mecanismo de atrapamiento magnético de la MOT para un átomo con niveles $J = 0$ y $J = 1$. b) Campo magnético cuadrupolar cerca del centro de la MOT (en dos dimensiones)	11
3.	Esquema energético de diamante para generación de fotones con FWM en átomos fríos de ^{87}Rb	13
4.	Óptica de bombeo para el FWM.	14
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.	Voltaje medido por el fotodiodo contra desintonía del AOM.	16
8.	Transmisión del haz de prueba como función de su desintonía de resonancia	17
9.	Densidad óptica de la nube de átomos de ^{87}Rb	18

Índice de tablas

1. Medición de la densidad óptica

Este capítulo se enfoca en las mediciones de densidad óptica de la nube atómica de la trampa magneto-óptica (MOT) del Laboratorio. Esto se consiguió estudiando el espectro de absorción de los átomos atrapados al iluminarlos con un haz de prueba, barriendo su frecuencia cerca de una de sus transiciones atómicas. Estas medidas se realizaron como una primer caracterización de la nube en el Laboratorio, en anticipación a experimentos en átomos fríos.

La densidad óptica (OD) es particularmente importante para este trabajo, pues define distintos regímenes de generación de bifotones por FWM y determina la forma de su función de correlación $g^{(2)}(\tau)$ [10, 31]. De acuerdo a [10], en el régimen de densidad óptica baja la tasa de coincidencias en bifotones es proporcional a OD^2 y su función de onda tiene la forma de una oscilación amortiguada. Este amortiguamiento ocurre por efectos de interferencia destructiva entre los bifotones generados y resulta en una baja eficiencia de generación de bifotones. Por otro lado, el régimen de densidad óptica alta, la tasa de coincidencias es linealmente proporcional a OD y la forma de la función de onda es cuadrada. Como en el segundo régimen no hay efectos de interferencia, es de interés generar una nube atómica de alta densidad óptica para mejorar la eficiencia de generación de bifotones por FWM.

En este segundo capítulo, se realizó la caracterización de la densidad óptica de la nube atómica atrapada por la MOT desarrollada en [32]. Se presenta además el arreglo óptico que se usará para la generación de fotones correlacionados en FWM.

1.1. Teoría

Los átomos alcalinos son normalmente usados para experimentos de átomos fríos por varias razones: su estructura atómica se parece a la del hidrógeno en cuanto que tienen un sólo electrón de valencia en su última capa, esto facilita su descripción teórica pues puedes crear sistemas de dos niveles atómicos con relativa facilidad [33, p. 60], presiones de vaporización cercanas a temperatura ambiente [34], y frecuencias de excitación cercanas al visible que permiten usar láseres comerciales. En el Laboratorio, el átomo alcalino usado es rubidio por ser relativamente barato y tener transiciones atómicas en el infrarrojo cercano.

1.1.1. Estructura atómica de rubidio

Para entender el enfriamiento y confinamiento de átomos, se parte de la estructura de sus niveles energéticos [34, 35]. En un átomo alcalino, su electrón de valencia presenta momento angular orbital \mathbf{L} y momento angular de espín \mathbf{S} . Estos dos momentos interactúan entre sí y resultan en el 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.

1.1.2. Trampa magneto-óptica

Una descripción teórica a profundidad de los mecanismos de una MOT no forma parte de esta tesis. Sin embargo, una introducción breve basada en [33] resulta útil.

Por un lado, el enfriamiento láser es una manifestación de una fuerza radiativa que Ashkin llamó *fuerza de scattering* [1]. Por el otro lado, para atrapar estos átomos se aprovecha su momento dipolar magnético con el uso de un campo cuadrupolar externo [2].

El 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

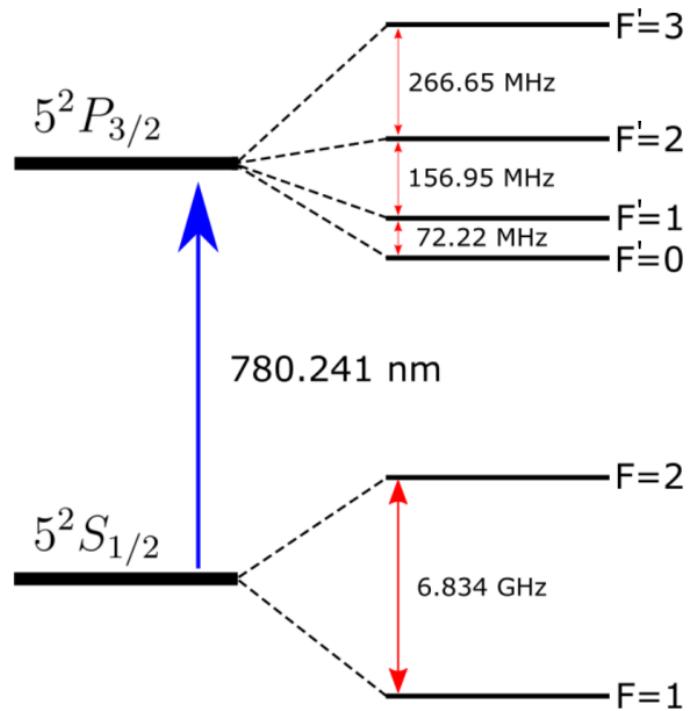


Figura 1: Estructura hiperfina para la línea **D2** de ^{87}Rb .

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 uno de estos ejes será

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

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 de un átomo con un campo magnético es:

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

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 [33] que este cambio en la energía es $\Delta E \propto m_F \mathcal{B}$.

La Figura 2 muestra el mecanismo de atrapamiento magnético y las líneas del campo cuadrupolar que lo permiten. Dos bobinas en configuración anti-Helmholtz¹ permiten que cerca del centro de la trampa exista un gradiente de campo magnético lineal. La Figura 2 b muestra las líneas de campo para dicha configuración cerca del centro. 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 [33].

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

¹Dos bobinas circulares de radio R están en configuración anti-Helmholtz cuando se colocan simétricamente a lo largo de un eje común pero son alimentadas con corriente en sentido opuesto. Las dos bobinas están separadas por una distancia igual a su radio R , y el centro de esta configuración se define como el punto sobre el eje común equidistante a cada bobina.

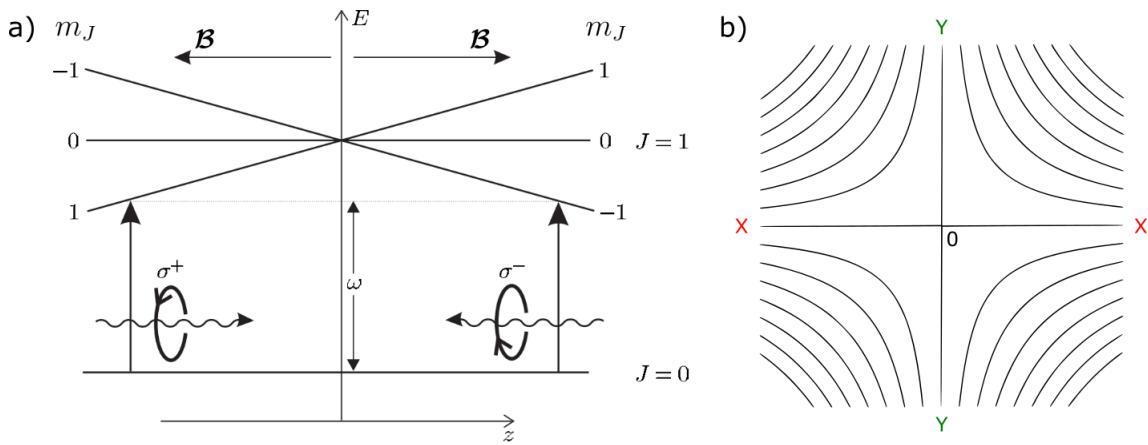


Figura 2: a) Mecanismo de atrapamiento magnético de la MOT para un átomo con niveles $J = 0$ y $J = 1$. Dos haces contrapropagantes con polarizaciones circulares opuestas (σ^+ y σ^-) y las reglas de selección $\Delta m_J = \pm 1$ empujan al átomo hacia el centro de la trampa. Imagen de [33]. b) Líneas de campo magnético cuadrupolar cerca del centro de la MOT (en dos dimensiones). El campo es cero en el centro.

confinamiento en un eje — se pueden atrapar átomos en las tres direcciones eligiendo polarizaciones de láser adecuadas (respecto a cada eje).

1.1.3. Absorción de luz por átomos

La nube atómica es modelada como un vapor ópticamente denso que un haz monocromático en resonancia puede excitar 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.

Para entender esto, seguiremos el desarrollo de Foot [33]. 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 *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. Cuando la intensidad incidente coincide con la intensidad de saturación, la mitad de la población atómica estará en el estado excitado y la otra mitad estará en el estado base. 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:

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

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.

1.2. Sistema óptico para bombeo de FWM

La Figura 3 muestra la configuración atómica para la generación de fotones correlacionados por FWM en un gas de ^{87}Rb . Aunque una descripción a profundidad de FWM en átomos fríos no es parte de este trabajo, de manera conceptual uno puede ver que usando dos láseres potentes de bombeo de 780 nm y 776 nm, se pueden generar dos fotones correlacionados de 762 nm y 795 nm si las condiciones de empatamiento de fase se cumplen [36].

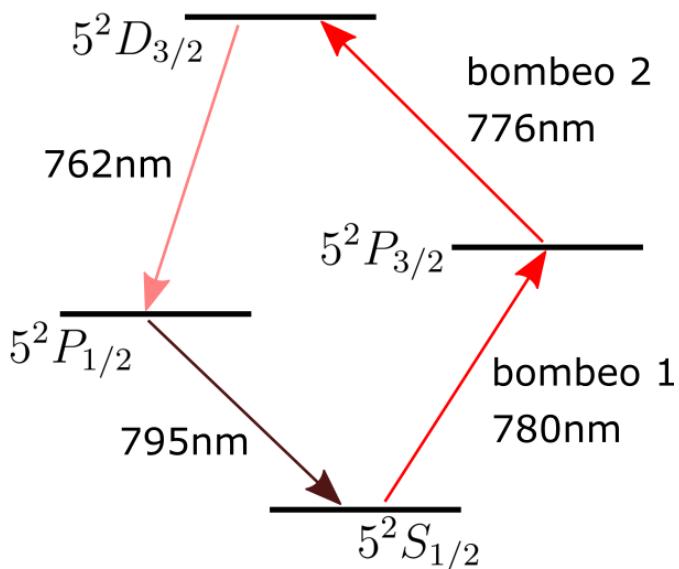


Figura 3: Esquema energético de diamante para generación de fotones con FWM en átomos fríos de ^{87}Rb .

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 4). En este arreglo, se usan dos haces de bombeo co-propagantes de 780 nm y 776 nm (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 [36] y [37], en esta configuración se generarán pares de fotones con modos bien definidos por medio del FWM espontáneo. A estos haces se les superpone un haz semilla de 795 nm 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 [38].

1.3. Configuración experimental

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

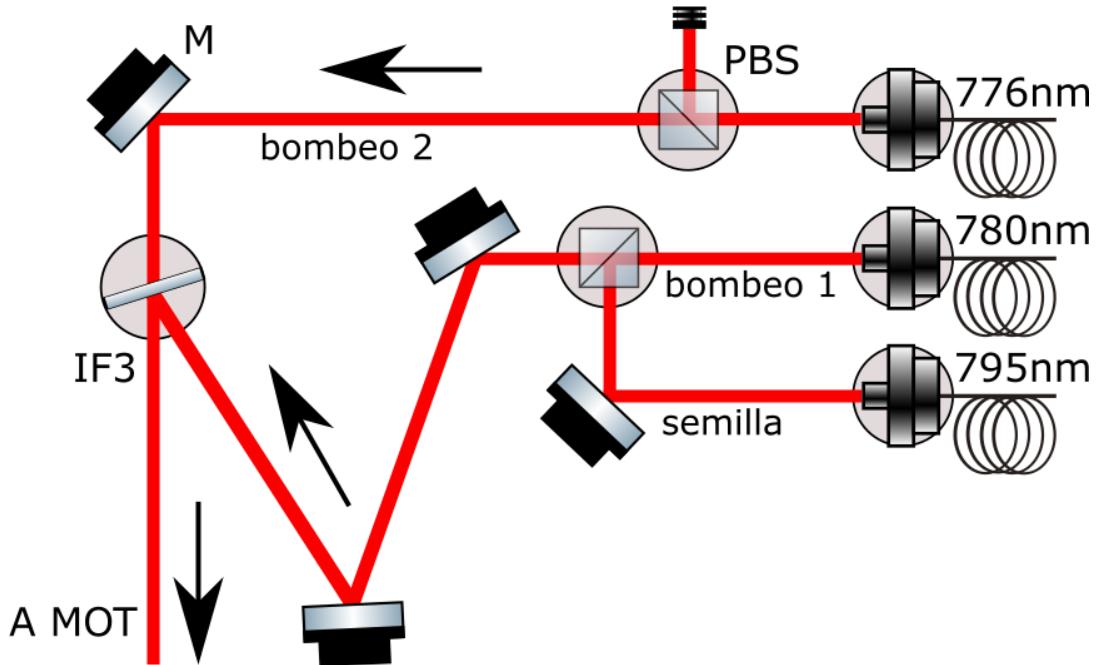


Figura 4: Óptica de bombeo para el FWM. Un divisor de haz polarizante (PBS) permite superponer el haz semilla con el haz de bombeo 1. El filtro IF3 sirve para superponer los dos haces de bombeo.

diodo láser (MOGLabs CEL002) tiene una longitud de onda centrada en 780 nm.

La intensidad de saturación para la transición **D2** de ^{87}Rb es [34]: $I_{sat} = 1.66933 \pm 0.00035 \text{ mW cm}^{-1}$ para luz circularmente polarizada. Típicamente, la intensidad del haz de prueba fue de $I = 0.229 \text{ mW cm}^{-1}$, o aproximadamente 13 % 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 $\Gamma = 2\pi \times 6.06 \text{ MHz}$ [34].

Los parámetros que fueron variados para las mediciones fueron:

- Gradiente del campo magnético
- Presión parcial de rubidio en vacío
- Desintonía de los haces de enfriamiento
- Intensidad de los haces de enfriamiento

Las bobinas anti-Helmholtz de la MOT fueron hechas en el Laboratorio con alambre de cobre de 2.9 mm y pueden generar gradientes de hasta 50 Gauss cm^{-1} en la

dirección del eje central 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 [32], donde se encuentra una descripción detallada. La Figura 5 muestra la presión parcial de rubidio en la cámara de vacío como función de la corriente suministrada al dispensador. Un tiempo de carga típico para llegar a presiones estables de 10^{-9} Torr dentro de esta cámara de vacío es de 40 minutos.

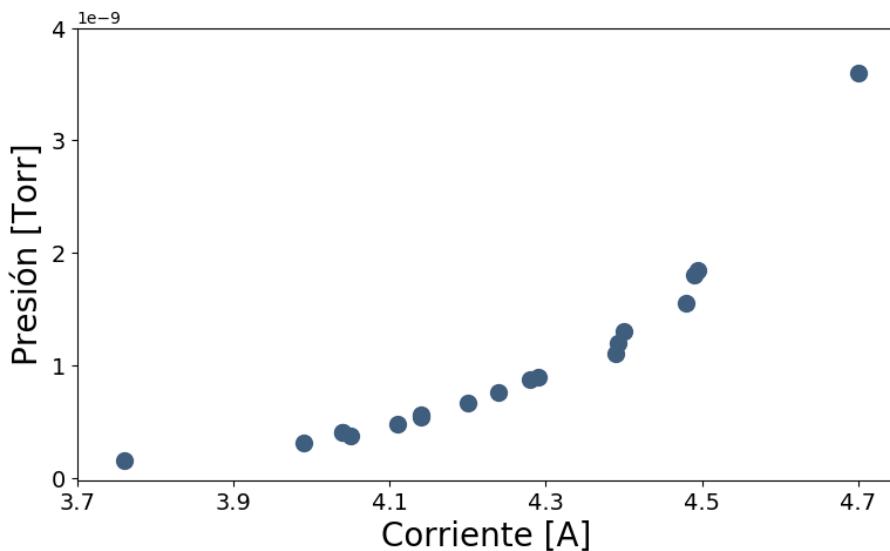


Figura 5: Presión en la cámara de la MOT contra corriente suministrada al dispensador de rubidio. Mediciones tomadas a lo largo de varias horas.

Técnica de medición

Se registró la transmisión del haz de prueba en función de su desintonía de la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$, usando un AOM para modular su frecuencia. Se consiguió un diámetro de haz más pequeño que el tamaño de la nube para evitar malas medidas ocasionadas por luz no absorbida. El haz se dirigió al centro de la nube atómica y después fue analizado por un fotodiodo PDA36A, que registró el espectro de absorción.

Los desplazamientos de frecuencia de los haces de prueba y enfriamiento se realizaron con dos moduladores acústico-ópticos (AOM) independientes. Las mediciones de desintonía del haz de prueba se tomaron a partir de la frecuencia de resonancia para la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$. 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

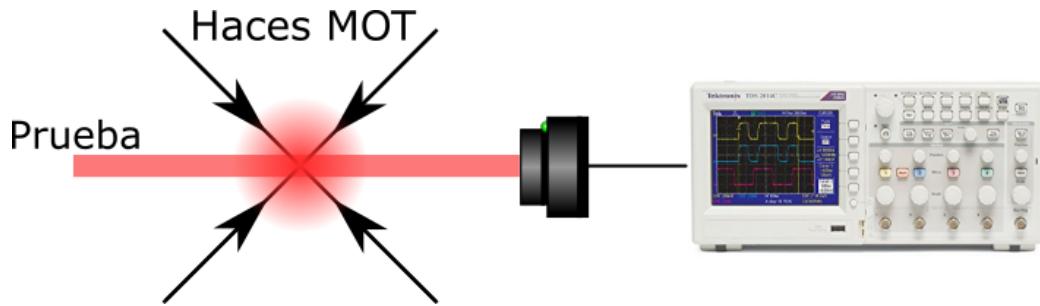


Figura 6: Arreglo para medir la densidad óptica. Un haz de prueba resonante a la transición $F = 2 \rightarrow F' = 3$ iluminó a la nube atómica. La luz transmitida se analizó en un osciloscopio.

acuerdo a la Figura 7, la eficiencia del AOM bajó hasta un 16 % para corrimientos de frecuencia de hasta 15 MHz.

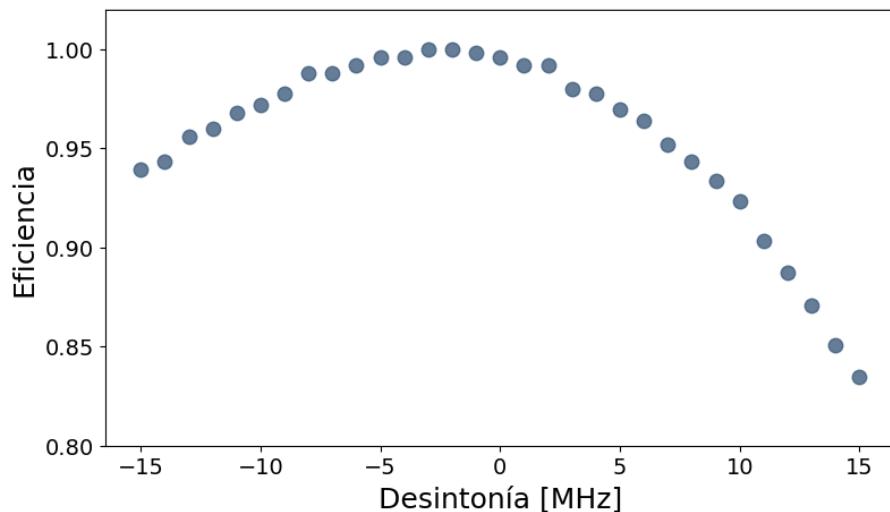


Figura 7: Voltaje medido por el fotodiodo contra desintonía del AOM. Normalizado respecto al valor máximo de voltaje.

Para cada espectro de absorción obtenido, se realizó un ajuste a la ecuación 8. Como se demostró que la eficiencia del AOM usado para modular la frecuencia del haz de prueba no era constante, se realizó una normalización de la señal. Esta normalización se hizo respecto a la medida de la luz registrada por el fotodiodo sin nube atómica presente. Además de esta normalización, se consideró un *offset* vertical y un corrimiento horizontal para el centro del pozo de absorción. Esto se hizo para obtener un mejor ajuste de los datos experimentales a la ecuación 8. El error de los

resultados presentados se reporta como la desviación estándar del ajuste teórico a los datos experimentales.

1.4. Resultados

En la Figura 8 se presentan algunas gráficas representativas de las medidas de densidad óptica donde se varió la desintonía de los haces de atrapamiento. Cada espectro presenta una estructura característica: un pozo de absorción centrado alrededor de $\omega - \omega_0 = 4$ MHz y un pico dispersivo que variaba con la desintonía de los haces de atrapamiento en cada experimento.

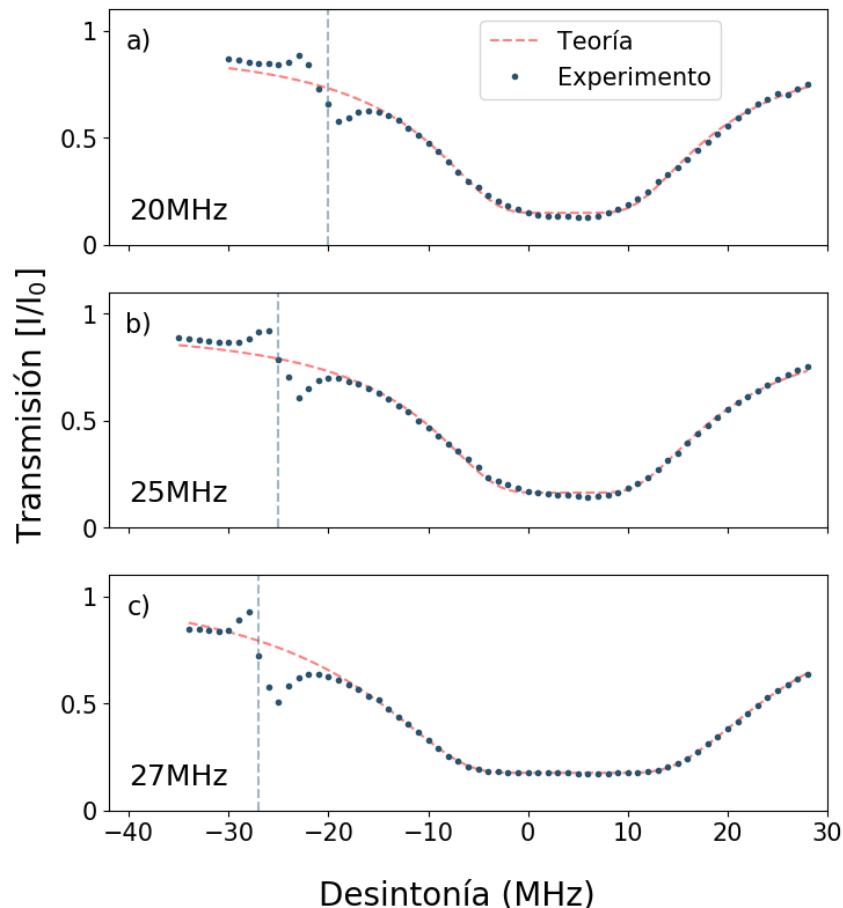


Figura 8: Transmisión del haz de prueba como función de su desintonía de resonancia. La desintonía $\omega - \omega_0$ de los haces de enfriamiento en cada caso es: a) 20 MHz. b) 25 MHz. c) 27 MHz. Estas medidas se tomaron con un gradiente magnético de 20 G cm⁻¹ y a una presión de 1.2×10^{-1} Torr.

Aunque este pico presenta una discrepancia inesperada con la descripción teórica de la sección 1.1.3, el resto del perfil de absorción presenta una buena concordancia con los resultados esperados y permitió hacer un ajuste a la ecuación 8 para encontrar la densidad óptica en cada experimento.

La caracterización de la MOT se consiguió al realizar varios experimentos variando un solo parámetro experimental a la vez: el gradiente de campo magnético, la presión de rubidio en la cámara de rubidio, y la intensidad y desintonía de los haces de enfriamiento. Para los experimentos de desintonía de los haces de enfriamiento (Fig. 9 c), se observa un comportamiento creciente hasta 27 MHz y después hay una súbita caída en la densidad óptica. Por otro lado, en los experimentos de gradiente de campo magnético (Fig. 9) se puede observar que la densidad óptica crece monótonamente hasta un valor máximo y decrece después. Finalmente, los experimentos de presión de rubidio e intensidad de los haces de enfriamiento (Fig. 9 b, d), presentan un comportamiento creciente rápido seguido de un estancamiento en el valor de la densidad óptica.

Con esta caracterización, se reporta que la densidad óptica máxima obtenida para la MOT del Laboratorio fue de $OD = 46.9 \pm 0.4$ y las condiciones experimentales para alcanzar este valor fueron:

- Gradiente de campo magnético: $\partial\mathcal{B}/\partial z = 20.0 \pm 0.4 \text{ G cm}^{-1}$
- Desintonía de haces de enfriamiento: $\omega - \omega_0 = 27 \text{ MHz}$
- Intensidad total de haces de enfriamiento: $I = 90.71 \pm 0.01 \text{ mW cm}^{-2}$ (o 57 veces la intensidad de saturación)
- Presión de rubidio: $P = 1.80 \pm 0.05 \times 10^{-9} \text{ Torr}$

1.5. Discusión

Se realizó la primera caracterización de la densidad óptica de la nube atómica de la MOT del Laboratorio para distintas condiciones experimentales. Esta caracterización es una buena referencia inicial para futuros experimentos. Se ha observado que el control de la densidad óptica de la nube es importante en la generación de bifotones por medio de FWM, por lo que los resultados de este capítulo son útiles para el Laboratorio.

En la Figura 9 a, se aprecia que el último punto experimental no sigue la tendencia de las medidas anteriores. Al estar muy lejos de la frecuencia de resonancia atómica, la nube atrapada en la MOT era muy pequeña e inhomogénea, lo que pudo llevar a tener una mala medida experimental. Como se observa en la Figura 9 c, la densidad óptica aumenta a mayores gradientes de campo magnético, pero empieza a bajar para

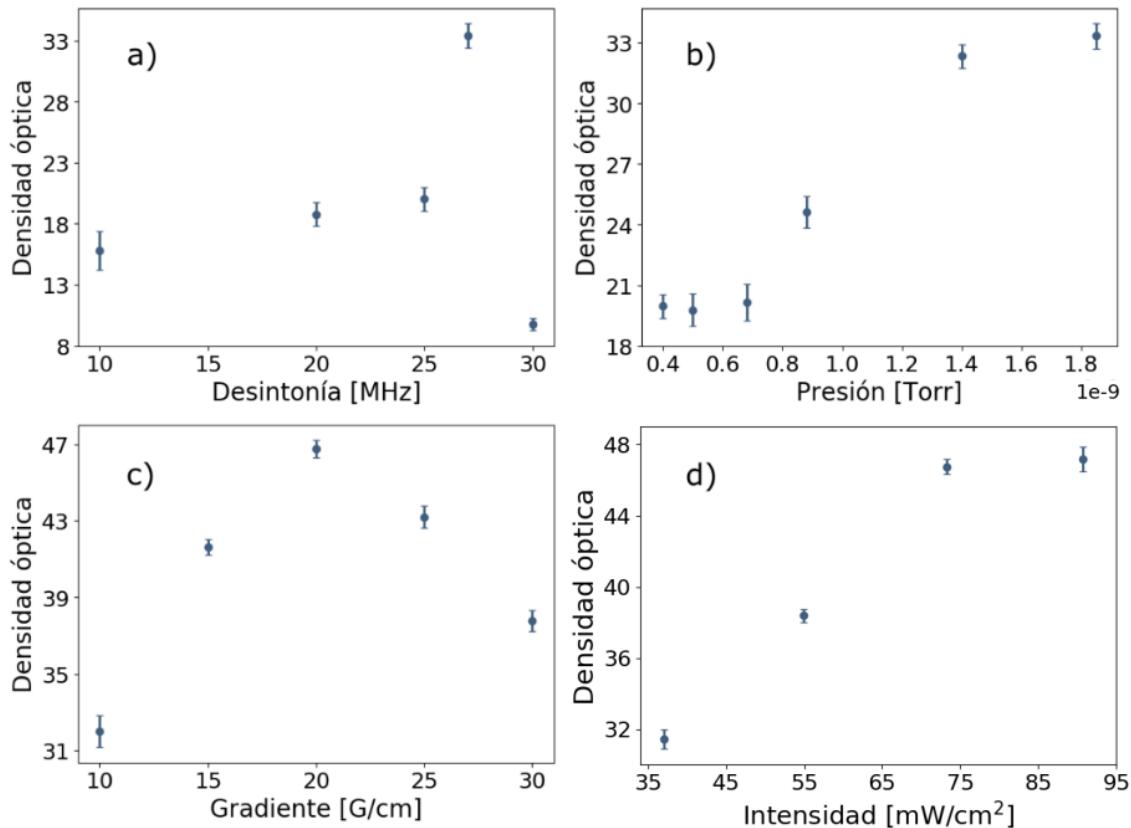


Figura 9: Densidad óptica de la nube de átomos de ^{87}Rb para: a) Desintonía de los haces de enfriamiento. b) Presión de rubidio en la cámara de vacío. c) Gradiente del campo magnético. d) Intensidad total de los haces de enfriamiento.

gradientes muy intensos. Esto es porque la fuerza de confinamiento que sienten los átomos (dada por el campo magnético) termina por ganarle a la fuerza de scattering (dada por los haces de enfriamiento), lo que crea un imbalance y destruye la nube. Sin embargo, es probable que se puedan obtener densidad ópticas aún mayores para gradientes magnéticos intensos si se compensan con la intensidad de los haces de atrapamiento.

La intensidad de enfriamiento está regulada por un sistema de amplificación óptico [32] 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 90.71 mW cm⁻² (o 57 I_{sat}), correspondiente a una corriente de amplificación de 2250mA. Como esta corriente está cercana a la corriente máxima del amplificador, se recomienda trabajar con una corriente de 2000mA (una intensidad 73.23 mW cm⁻² o 46 I_{sat}), que corresponde a una densidad óptica muy similar de $\text{OD} = 46.6 \pm 0.4$. Esto es con

el fin de prolongar la vida útil del amplificador.

Al comparar gráficas de transmisión obtenidas con algunas disponibles en la literatura [39], observamos que éstas no presentan las irregularidades que observan en la Figura 8. Sin embargo, esta región de transmisión incrementada ya ha sido reportada antes [36, 37] para experimentos donde *no* se apagan los haces de enfriamiento y rebombeo de la MOT, como es el caso en este trabajo. Estas referencias explican el pico dispersivo como un efecto de transparencia electromagnéticamente inducida (EIT), pero la mayoría de los estudios de este fenómeno lo tratan desde el punto de vista de una resonancia de Raman estimulada [40, 41] para la transición de enfriamiento, al considerar los efectos de los intensos haces de enfriamiento sobre los átomos de la nube (usando el modelo de estados atómicos *vestidos* por los fotones de los haces de enfriamiento [42, p. 290]).

Este efecto depende de la polarización de los haces de enfriamiento y prueba, así como de sus diferencias de fase relativas. Además de estas transiciones Raman, hay contribuciones dadas por el recule del átomo [41] para desintonías enfriamiento-prueba pequeñas, que dependen de la geometría de la MOT. Aunque una descripción de este fenómeno está fuera del alcance de esta tesis, un desarrollo se puede encontrar en [43] para una MOT de ^{85}Rb .

Referencias

- [1] A. Ashkin, “Acceleration and trapping of particles by radiation pressure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, pp. 156–159, Jan 1970.
- [2] 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.
- [3] J. M. Lukens, O. D. Odele, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, “Electro-optic modulation for high-speed characterization of entangled photon pairs,” *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 5331–5334, Nov 2015.
- [4] X.-H. Bao, Y. Qian, J. Yang, H. Zhang, Z.-B. Chen, T. Yang, and J.-W. Pan, “Generation of narrow-band polarization-entangled photon pairs for atomic quantum memories,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 190501, Nov 2008.
- [5] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, “Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs,” *Physical Review Letters*, vol. 25, no. 2, p. 84–87, 1970.
- [6] A. André, L.-M. Duan, and M. D. Lukin, “Coherent atom interactions mediated by dark-state polaritons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 243602, May 2002.
- [7] C. W. Thiel, “Four-wave mixing and its applications.”
- [8] B. Fan, Z. Duan, L. Zhou, C. Yuan, Z. Y. Ou, and W. Zhang, “Generation of a single-photon source via a four-wave mixing process in a cavity,” *Phys. Rev. A*, vol. 80, p. 063809, Dec 2009.
- [9] F. E. Becerra, R. T. Willis, S. L. Rolston, H. J. Carmichael, and L. A. Orozco, “Nondegenerate four-wave mixing in rubidium vapor: Transient regime,” *Phys. Rev. A*, vol. 82, p. 043833, Oct 2010.
- [10] 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.
- [11] A. Cerè, B. Srivathsan, G. K. Gulati, B. Chng, and C. Kurtsiefer, “Characterization of a photon-pair source based on a cold atomic ensemble using a cascade-level scheme,” *Phys. Rev. A*, vol. 98, p. 023835, Aug 2018.
- [12] Y.-W. Cho, K.-K. Park, J.-C. Lee, and Y.-H. Kim, “Generation of nonclassical narrowband photon pairs from a cold rubidium cloud,” *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 63, pp. 943–950, Aug 2013.

- [13] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect, “Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: A new light on single-photon interferences,” *Europhysics Letters (EPL)*, vol. 1, no. 4, pp. 173–179, 1986.
- [14] I. Kenyon, *The Light Fantastic: A Modern Introduction to Classical and Quantum Optics*. New York, NY, USA: Oxford University Press, Inc., 2008.
- [15] R. Loudon, *The quantum theory of light*. Oxford University Press, 2004.
- [16] M. Fox, *Quantum optics: an introduction*. Oxford Master Series in Atomic, Optical and Laser Physics, Oxford: Oxford Univ. Press, 2006.
- [17] R. Paschotta, “article on coherence length in the encyclopedia of laser physics and technology 1.,” October 2008.
- [18] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, “A test of a new type of stellar interferometer on sirius,” *Nature*, vol. 178, pp. 1046–1048, 1956.
- [19] X. T. Zou and L. Mandel, “Photon-antibunching and sub-poissonian photon statistics,” *Phys. Rev. A*, vol. 41, pp. 475–476, Jan 1990.
- [20] Newport, “Technical note: Fiber optic coupling.”
- [21] T. N. Bandi, “Cold atom physics: Trapping methods and detection schemes,” Master’s thesis, Cork Institute of Technology, Cork, Ireland, 2008.
- [22] X. Michalet, A. Ingargiola, R. A. Colyer, G. Scalia, S. Weiss, P. Maccagnani, A. Gulinatti, I. Rech, and M. Ghioni, “Silicon photon-counting avalanche diodes for single-molecule fluorescence spectroscopy,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 248–267, 2014.
- [23] C. M. Griot, “Gaussian beam optics,” 2009.
- [24] L. Villegas, “Gaussian beam profiler.” <https://github.com/ifquetzal/gaussianBeamProfiler>, 2018.
- [25] S. W. Chen and J. L. Pellequer, “DeStripe: frequency-based algorithm for removing stripe noises from AFM images,” *BMC Struct. Biol.*, vol. 11, p. 7, Feb 2011.
- [26] “Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios — Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams,” Standard, International Organization for Standardization, Jan. 2005.
- [27] L. Villegas, “hunahpy time tagger.” <https://github.com/ifquetzal/lafrioc-time-tagger>, 2018.

- [28] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, and F. Zappa, “Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection,” *Appl. Opt.*, vol. 35, pp. 1956–1976, Apr 1996.
- [29] M. A. Itzler, U. Krishnamachari, M. T. Entwistle, X. Jiang, M. F. Owens, and K. Slomkowski, “Dark count statistics in geiger-mode avalanche photodiode cameras for 3-d imaging ladar,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 318–328, 2014.
- [30] M. Beck, “Comparing measurements of $g(2)(0)$ performed with different coincidence detection techniques,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, pp. 2972–2978, Dec 2007.
- [31] P. Kolchin, “Electromagnetically-induced-transparency-based paired photon generation,” *Phys. Rev. A*, vol. 75, p. 033814, Mar 2007.
- [32] A. V. Martínez, “Construcción de una trampa magneto-óptica,” Master’s thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, 2018.
- [33] C. J. Foot, *Atomic physics*. Oxford master series in atomic, optical and laser physics, Oxford: Oxford University Press, 2007.
- [34] D. A. Steck, “Rubidium 87 D Line Data.” URL <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>.
- [35] 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.
- [36] B. Srivathsan, *Heralded single photons for efficient interaction with single atoms*. PhD thesis, National University of Singapore, Singapore, 2015.
- [37] 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.
- [38] R. T. Willis, F. E. Becerra, L. A. Orozco, and S. L. Rolston, “Four-wave mixing in the diamond configuration in an atomic vapor,” *Phys. Rev. A*, vol. 79, p. 033814, Mar 2009.
- [39] H. Yan-Xu, L. Yong-Hong, Z. Chun-Hong, L. Shu-Jing, and W. Hai, “Realization of high optical density rb magneto-optical trap,” *Chinese Physics Letters*, vol. 26, no. 2, p. 023201, 2009.

- [40] S. Hopkins, E. Usadi, H. Chen, and A. Durrant, “Electromagnetically induced transparency of laser-cooled rubidium atoms in three-level lambda-type systems,” *Optics Communications*, vol. 138, no. 1-3, p. 185–192, 1997.
- [41] T. M. Brzozowski, M. Brzozowska, J. Zachorowski, and G. Wojciech, “Spectroscopy of cold, trapped atoms,” *Acta Physica Hungarica A) Heavy Ion Physics*, vol. 26, pp. 95–119, 11 2006.
- [42] R. W. Boyd, “Chapter 6 - nonlinear optics in the two-level approximation,” in *Nonlinear Optics (Third Edition)* (R. W. Boyd, ed.), pp. 277 – 328, Burlington: Academic Press, third edition ed., 2008.
- [43] T. M. Brzozowski, *Nonlinear Spectroscopy of Atoms in Magneto-Optical Trap*. PhD thesis, Jagiellonian University in Kraków, Poland, 2014.
- [44] F. E. Becerra, R. T. Willis, S. L. Rolston, and L. A. Orozco, “Two-photon dichroic atomic vapor laser lock using electromagnetically induced transparency and absorption,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 26, pp. 1315–1320, Jul 2009.