



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DEL ESTADO DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Diseño de un sistema de obtención de imágenes por absorción en átomos fríos de rubidio.

Tesis que para obtener el título de Física

P R E S E N T A

Miriam Patricia Carrillo Fuentes

Director: Dr. José I. Jiménez Mier y Terán.

Director: Dr. Fernando Ramírez Martínez.

Asesor: Dr. Pedro Guillermo Reyes Romero.

7 de septiembre de 2011

Agradecimientos

A la **Naturaleza** por su hermoso encanto y todos sus misterios.

A mis padres **Lucio y Josefina** por todo el amor que nos brindan a mi hermana y a mí. Por su apoyo que es como de roca. Por sus sabios consejos, su paciencia, su amor y sus ganas de vernos lograr lo que anhelamos. Gracias por sus atentos cuidados y por su oído crítico. A ustedes les debo ser lo que ahora soy, de todo corazón, muchas gracias.

A mi hermana **Ana**, por ser mi amiga más cercana, una eterna compañera de juego, quien mejor me conoce y aun así me ama. Gracias por tu apoyo y tus consejos, por darme un cálido y amoroso abrazo sin que lo pida. Gracias por tus bromas y tu compañía que aligeran el día. Por escuchar siempre atenta lo que tengo que contar, por aprender y enseñar.

A mis abuelos, tíos, primos, quienes de muchas formas siempre han estado pendientes de mí. Gracias por ser mis primeros amigos, por tener siempre un oído atento, un cálido abrazo y sobre todo por el apoyo que desde pequeña me han brindado. Soy muy afortunada por tener una gran familia muy unida.

Mi más sincero agradecimiento a mis directores de tesis el **Dr. José Jiménez** y el **Dr. Fernando**. Gracias por el enorme apoyo que me han brindado, por escucharme de manera crítica, por corregir amablemente mis errores, por llamarme la atención cuando es necesario y por enseñarme a analizar objetiva y ampliamente los resultados que se obtienen de cualquier experimento. Ustedes han sido mis guías, el laboratorio se ha convertido en mi segundo hogar y ustedes en mi segunda familia, gracias por la oportunidad que me dan de ser parte del equipo.

Un agradecimiento muy grande al **Dr. Jesús Flores**, técnico del laboratorio de átomos fríos, por todo el apoyo que me ha brindado desde que llegué al laboratorio, gracias por su disponibilidad para escuchar, corregir y enseñar.

Agradezco también a mi asesor, tutor y amigo el **Dr. Pedro** por estos cinco años que ha estado siempre atento a mí. Gracias por la oportunidad de ser parte de su laboratorio por un tiempo, ahí descubrí lo apasionante que es la física experimental. Gracias por tener tiempo para mí, por discutir conmigo de física y también de la vida, por sus regaños, consejos y su motivación. Muchísimas gracias por su incondicional apoyo.

Dirijo un especial agradecimiento a mis profesores de la licenciatura por su ejemplo y sus ganas de sacar adelante a sus estudiantes. Un especial agradecimiento al Dr. Porfirio y al Dr. Orozco, por

su amistad y su ejemplo. Gracias por su paciencia y por esa entrega con su trabajo, las clases con ustedes fueron siempre muy motivantes.

Hace ocho años la **Universidad Autónoma del Estado de México** me abrió las puertas de sus aulas, en las que me he formado académicamente. Gracias por permitirme ser parte de la gran familia de universitarios.

A mis amigas y amigos Erika, Alma, Liz, Marlene, Vane, Jorge, Rodrigo, Charly, Paulo, Beto, a pesar de que el tiempo ha pasado, nuestra amistad se mantiene siempre viva. Gracias por su apoyo y por todo el tiempo que hemos compartido, gracias por dejarme ser parte de ustedes.

A mis compañeros y amigos de la licenciatura, por orden alfabético, Alex, Alfonso, Armando, Diego, Ivonne, Jony, Memo, con ustedes crecí muchachos. Muchas gracias por su amistad incondicional, por sus consejos, su apoyo, sus abrazos, sus oídos críticos, ustedes han marcado una etapa importante en mi vida.

Al Sr. José Rangel, del Taller Mecánico del ICN.

A todas las personas que han sido una gran motivación e inspiración para mí.

A la música que ha sido mi más fiel compañera en noches de desvelo.

Al proyecto No. 94142 de FONCICYT, por el apoyo otorgado para el desarrollo de este trabajo.

Al proyecto PAPIIT de la DGAPA, UNAM IN116306.

Miriam P. Carrillo Fuentes.

Septiembre 2011.

Resumen

En el laboratorio de átomos fríos del Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM, se tiene una trampa magneto óptica diseñada para atrapar átomos de rubido. Con el fin de determinar las propiedades de la nube atómica atrapada, usualmente se recurre a hacer un diagnóstico óptico a través de la detección de la fluorescencia, la absorción o el cambio de fase producidos por la nube de átomos. La aplicación de alguna de estas técnicas requiere de la operación controlada de un sistema de detección. Este sistema consiste principalmente en una cámara CCD (Charged Couple Device, por sus siglas en inglés) y un haz de detección. Para obtener información precisa de las propiedades de la nube de átomos atrapados, es esencial realizar la calibración del sistema de detección y en particular calibrar la cámara CCD de acuerdo con la forma en la que se desee utilizar.

En este trabajo se exponen los principios físicos del enfriamiento y atrapamiento láser. Se describe la operación de una trampa magneto óptica que, en nuestro laboratorio, está diseñada para enfriar y atrapar átomos de rubido por lo que también se describen sus propiedades físicas y espectroscópicas. Así mismo se explican las diferentes técnicas de obtención de imágenes que son: fluorescencia, contraste de fase y absorción, poniendo especial énfasis en la técnica de obtención de imágenes por absorción ya que esta es la técnica que se pretende implementar en nuestro laboratorio.

Se describen los experimentos y procedimientos realizados para la calibración del sistema de detección. La primera calibración consistió en determinar el tiempo de retraso que existe cuando se ordena a la cámara tomar una imagen. Se obtuvo un tiempo de 790 ns como tiempo de retraso, lo cual es consistente con las especificaciones del módulo utilizado para la obtención de las imágenes. La segunda calibración consistió en determinar la relación de proporcionalidad entre la intensidad de la luz de ~ 780 nm incidente sobre el chip CCD y la señal registrada en las imágenes generadas por la cámara, estableciendo además la región de saturación de la misma. La constante de proporcionalidad se obtuvo para diferentes tiempos de obturación.

Con la calibración lista es posible implementar este sistema de detección en el experimento que se está desarrollando en la trampa magneto óptica del laboratorio.

Índice general

1. Introducción	1
2. Eframiento y atrapamiento láser.	3
2.1. Eframiento láser.	3
2.1.1. Trampa Magneto Óptica	7
2.2. Rubidio	9
2.2.1. Propiedades físicas	9
2.2.2. Propiedades espectroscópicas	10
3. Técnicas de obtención de imágenes	13
3.1. Fluorescencia	14
3.2. Contraste de fase	15
3.3. Absorción	16
4. Desarrollo Experimental	19
4.1. Cámara CCD	19
4.1.1. Operación en modo trigger.	21
4.2. Programa de obtención de imágenes	23
4.2.1. Sistema PXI	23
4.2.2. Descripción del programa de adquisición de imágenes.	25
4.3. Calibración cámara CCD	28
4.3.1. Calibracion en tiempo de retraso en sincronía.	28
4.3.2. Calibración en potencia luminosa.	30
5. Conclusiones	43
.1. Programa de análisis de imágenes	45

Capítulo 1

Introducción

Desde la invención y el desarrollo del dispositivo láser la cantidad de aplicaciones ha ido en tal aumento que ahora un láser resulta tan familiar pues hasta en casa es posible encontrar varios artefactos que lo utilizan. En diversas aplicaciones el haz láser se utiliza para soldar piezas metálicas, cauterizar heridas o cortar materiales. En este trabajo se explicará cómo la radiación láser puede usarse para enfriar átomos. La interacción radiación-materia permite enfriar a los átomos hasta alcanzar temperaturas del orden de micro Kelvin.

En el primer capítulo se describen los procesos físicos que son utilizados para lograr el enfriamiento y atrapamiento láser. Dado que el experimento dispuesto en el laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM está diseñado para atrapar átomos de rubidio (Rb) se exponen también las principales propiedades físicas y espectroscópicas de este metal alcalino.

Además del enfriamiento láser, esta radiación puede utilizarse para hacer diagnósticos en muchas áreas, particularmente en el área de la física atómica se pueden conocer las propiedades de una muestra atómica atrapada en la MOT. En el segundo capítulo se describen las diferentes técnicas para hacer este diagnóstico, que principalmente es mediante técnicas de obtención de imágenes. Se enfatizará en la técnica de absorción pues en un futuro se pretende incorporar a la MOT.

En el Capítulo 3 se describe el desarrollo experimental llevado a cabo para la calibración de la cámara CCD utilizada. La primera calibración consistió en determinar el tiempo de retraso en sincronía entre un pulso obturador y la adquisición de la imagen. La obturación de esta cámara es controlada mediante un programa desarrollado en LabVIEW para el chasis PXI-1042Q. Una tarjeta PXI-6602 genera pulsos de disparo con secuencias temporales bien definidas, los cuales son responsables de controlar la obturación de la cámara CCD. La imagen obtenida se transfiere a la computadora mediante un módulo PXI-1411. Utilizando este sistema se determinó un tiempo de retraso de 790 nanosegundos entre el pulso de disparo y el momento de inicio de la obturación. La segunda calibración consistió en determinar la constante de proporcionalidad que determina la intensidad del haz incidente sobre el chip como función de las cuentas que la cámara asigna a cada pixel. Haciendo incidir sobre el chip CCD un haz láser colimado con una longitud de onda

de 780nm y un perfil gaussiano ovalado. Se registraron series de imágenes con diferentes tiempos de obturación y con diferentes valores de la potencia incidente. Posteriormente se analizaron las imágenes adquiridas y se reconstruyó el perfil del haz pixel por pixel con el fin de conocer el valor de la constante de proporcionalidad entre el número de cuentas generadas y la potencia luminosa incidente sobre cada pixel. Este trabajo permitirá desarrollar un sistema de detección mediante el cual no sólo se realizará la determinación del número de átomos contenidos en la trampa, si no que también proporcionará información referente a la distribución espacial de los átomos atrapados.

Adicionalmente se presenta en un apéndice el código del programa en Mathematica que se encarga del análisis de imágenes.

Capítulo 2

Efriamiento y atrapamiento láser.

Usando convenientemente la radiación láser se puede construir una trampa magneto óptica conocida como MOT (por sus siglas en inglés Magneto Optical Trap). Esta es una herramienta muy importante en los experimentos de enfriamiento de átomos, ya que constituye la plataforma de inicio para muchos experimentos como aquellos en los que se preparan condensados de Bose-Einstein, para la espectroscopia de muy alta resolución, entre otros. Su aplicación ha permitido el estudio de un gran número de fenómenos físicos y también ha dado lugar al mejoramiento en la estabilización de instrumentos de la más alta precisión, como los relojes atómicos.

La primera trampa óptica fue realizada experimentalmente en 1986 por A. Ashkin y sus colaboradores [1]. En un pozo de potencial óptico se atraparon micropartículas usando unicamente la presión de radiación de un láser. Esta idea se extendió para atrapar átomos, disminuyendo sus velocidades y posteriormente confinándolos en una región del espacio usando radiación que fuera casi resonante con alguna transición atómica y un campo magnético que sintonizara espacialmente la resonancia atómica. Esto se logró en 1987 cuando E. L. Raab y sus colaboradores lograron construir la primera trampa magneto óptica donde átomos de sodio fueron atrapados [2].

Se exponen a continuación los principios de operación de la trampa magneto óptica. La trampa que está en el laboratorio está diseñada para atrapar átomos de rubidio por lo que se describen también las propiedades físicas y espectroscópicas de este átomo.

2.1. Enfriamiento láser.

En 1997 los investigadores William Phillips, Steven Chu y Claude Cohen-Tannoudji recibieron el premio Nobel en Física por el desarrollo de los métodos de enfriamiento y atrapamiento de átomos usando luz láser. El grupo de investigación de William Phillips se basó en la idea de considerar la fuerza que ejerce la luz sobre un átomo en términos de la dispersión de fotones. S. Chu y su equipo demostraron que iluminando a los átomos con haces de luz contrapropagantes en tres direcciones perpendiculares se lograba reducir la velocidad de los átomos consiguiendo lo que se conoce como

una melaza óptica. Posteriormente se reportó que la temperatura de esta melaza era menor que el límite de enfriamiento conocido como límite Doppler. Cohen-Tannoudji y su grupo de investigación dieron la explicación de este fenómeno [3]. Los elementos clave de la técnica de atrapamiento y enfriamiento láser desarrollada por estos investigadores son: *la interacción del átomo con la radiación electromagnética y el corrimiento Zeeman generado por un campo magnético inhomogéneo.*

Se sabe que la radiación electromagnética transporta momento. De acuerdo con la teoría electromagnética de Maxwell se tiene que cuando un objeto absorbe radiación su momento cambia en concordancia con la conservación de momento [4]. La fuerza sobre este objeto es igual a la razón de cambio de momento, que es equivalente también, al cambio de la energía dividido por la velocidad de la luz [5]. La radiación con intensidad I que incide sobre un área A donde toda la radiación es absorbida, está dada por:

$$F_{rad} = \frac{IA}{c} \quad (2.1)$$

De esta ecuación se obtiene la presión de radiación: $F_{rad}/A = I/c$. Usando la radiación láser se obtiene esta presión que, al ejercerse sobre los átomos, generará un cambio en su velocidad. A este fenómeno se le conoce como presión de radiación y, como se verá más adelante, es el origen del enfriamiento láser.

La interacción entre los átomos y la luz se da de tres formas: por absorción (un átomo absorbe un fotón), por emisión espontánea de un fotón por un átomo y por emisión estimulada de un fotón por un átomo al incidir un segundo fotón. Cuando esto último sucede el fotón emitido tiene la misma frecuencia, dirección y fase que el fotón incidente. El fotón que absorbe un átomo tiene una energía igual a la diferencia de energías entre los estados involucrados en la transición excitada por el fotón. De esta forma, la energía del fotón se convierte en energía interna del átomo cuando uno de sus electrones pasa al estado excitado. Sin embargo, además del cambio en la energía interna del átomo, el fotón le transmite al átomo una cantidad de momento dada por $\hbar\vec{k}$, donde \hbar es la constante de Planck h dividida por 2π y \vec{k} es el vector de onda cuya magnitud está dada por $2\pi/\lambda$. Si el fotón viaja en la misma dirección que el átomo, el momento de este último habrá aumentado en $\hbar\vec{k}$ o habrá disminuido en esa misma cantidad si viaja en la dirección opuesta. La velocidad y la energía de retroceso para un átomo de masa M son respectivamente [6]:

$$v_{rec} = \frac{\hbar\vec{k}}{M} \quad (2.2)$$

$$E_{rec} = \frac{\hbar^2|\vec{k}|^2}{2M} = k_B T_R \quad (2.3)$$

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

En el caso de la emisión espontánea ocurre el proceso de manera semejante. Al pasar de un estado excitado a un estado de menor energía, el átomo emite un fotón cuya energía corresponde a la diferencia de energías del electrón. El proceso de emisión va acompañado de un cambio en el

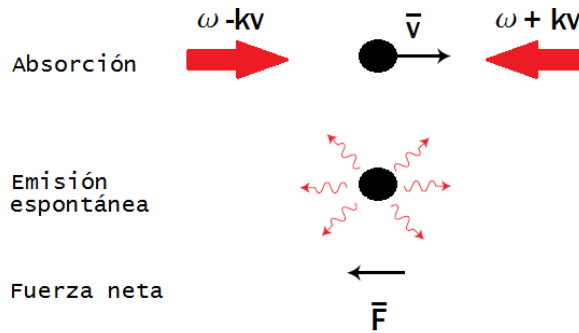


Figura 2.1: Disminución de la velocidad de un átomo cuando interactúa con dos haces contrapropagantes. Los haces están desintonizados para que un átomo que se mueva en dirección contraria al haz vea la frecuencia de la luz cerca de la resonancia atómica y la probabilidad de absorber un fotón de este haz sea mucho mayor que para el haz que se desplaza en la misma dirección del átomo.

momento del átomo en la dirección contraria en la que se emite el fotón. Como se trata de una emisión espontánea, el fotón es emitido en cualquier dirección de manera aleatoria.

Por cada fotón que un átomo absorbe, el cambio en la velocidad de este último es muy pequeño por lo que para generar una disminución significativa el átomo debe experimentar un gran número de procesos de absorción y emisión espontánea. Por ejemplo, en el caso del átomo de rubidio las transiciones atómicas del estado $5S_{1/2}$ al $5P_{3/2}$ están en longitudes de onda de 780 nm, el cambio en momento correspondiente a una sola absorción será pues de $\Delta p = 8.5 \times 10^{-28} \frac{J \cdot s}{m}$. El momento promedio de un haz de átomos a una temperatura de 300 K es $p = 3,416 \frac{J \cdot s}{m}$, entonces $\frac{\Delta p}{p} = 2,48 \times 10^{-6}$, por esta razón se necesita un número muy grande de procesos de emisión. Por lo tanto, durante el proceso de enfriamiento el átomo estará emitiendo una gran cantidad de fotones y en cada emisión habrá un intercambio de momento entre el átomo y el fotón, similar al que ocurre durante el proceso de absorción. De este modo se podría pensar que el enfriamiento ganado a causa de los procesos de absorción se vería contrarestando por la emisión espontánea. Sin embargo, como la emisión espontánea ocurre de forma aleatoria en cualquier dirección al promediar sobre una gran cantidad de fotones, la transferencia de momento por este mecanismo es nula. Como resultado neto se tiene una disminución de la velocidad de los átomos, en una dirección preferencial contraria al desplazamiento de la luz como se ve en la Figura (2.1).

El efecto Doppler es un fenómeno ondulatorio. Sucede debido al movimiento relativo entre una fuente emisora con respecto al receptor. La frecuencia de cualquier onda en el sistema de referencia del receptor es mayor si la fuente se mueve hacia el receptor y es menor si se aleja de él [7]. Gracias al efecto Doppler y al desplazamiento en frecuencia de el láser utilizado en el enfriamiento, la probabilidad de que el átomo absorba los fotones que viajan en direcciones opuestas a su propia dirección de movimiento es mayor. La relación entre la frecuencia de la fuente y la del receptor

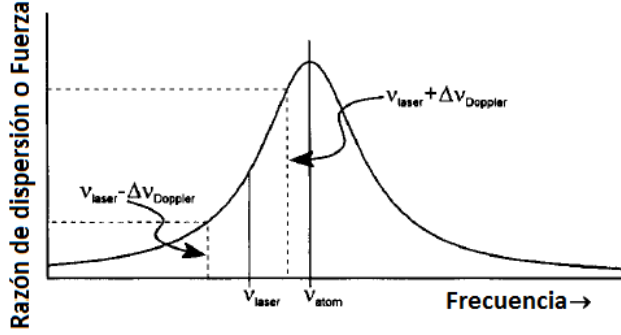


Figura 2.2: Gráfica de la razón de dispersión contra la frecuencia del láser. El láser se sintoniza a una frecuencia menor a la resonancia atómica. Los átomos que se mueven en dirección opuesta a la del láser dispersarán fotones a una razón mayor que los que se mueven en la misma dirección que el haz. Imagen obtenida de [8]

está dada de acuerdo con la teoría de la relatividad especial por:

$$\omega = \omega_0 \frac{1 + v/c}{\sqrt{1 + v^2/c^2}} \simeq \omega_0 + \frac{\omega_0 v}{c} = \omega_0 + kv = \omega_0 + \Delta_D \quad (2.4)$$

donde ω es la frecuencia medida por el receptor, ω_0 es la frecuencia con que la fuente emite las ondas, v es la velocidad relativa entre la fuente y el receptor y c es la velocidad de la luz. La aproximación se puede hacer cuando $v \ll c$.

El esquema de enfriamiento Doppler fue propuesto por Hänsch y por Schawlow para átomos libres [9]. Luz coherente ligeramente desintonizada hacia el rojo de la transición atómica fue utilizada para quitarle energía cinética al átomo de tal forma que el ancho Doppler fuera tan pequeño como el ancho natural de línea.

En la Figura (2.2) se muestra como los átomos que se mueven con una velocidad \vec{v} y en dirección contraria a la luz son excitados si la frecuencia del láser está desintonizada hacia el rojo con respecto a la frecuencia de transición ω_0 ($\delta = \omega - \omega_0 < 0$). A partir del análisis de la interacción del átomo de dos niveles con la radiación electromagnética se puede mostrar que la razón de dispersión (scattering) del fotón está dada por la ecuación [5]:

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + [2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v}/\Gamma)]^2} \quad (2.5)$$

donde Γ es la razón de decaimiento del estado excitado, δ es la desintonía del láser ($\delta = \omega - \omega_0$), \vec{v} es la velocidad del átomo, I es la intensidad del láser e I_{sat} es la intensidad de saturación para la transición.

A continuación, la magnitud de la fuerza de radiación ejercida sobre el haz láser es simplemente el producto de la razón de dispersión del fotón y la transferencia de momento $\hbar \vec{k}$ correspondiente a cada ciclo de absorción-emisión:

$$\vec{F}(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v}) = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + [2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})/\Gamma]^2} \quad (2.6)$$

Ahora, para el caso de dos haces contrapropagantes la fuerza neta sobre el átomo es:

$$F_x = F_x(\delta - kv_x) - F_x(\delta + kv_x) \quad (2.7)$$

Para la frecuencia desintonizada hacia el rojo ($\delta < 0$), tomando el primer término de la expansión de la ecuación (2.7) en series de potencias en v_x alrededor de $v_x = 0$ se puede mostrar que la fuerza neta varía linealmente con la velocidad,

$$F_x \simeq \frac{8\hbar k^2 v_x \delta}{\Gamma} \frac{I/I_{sat}}{[1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)]^2} = -\alpha v_x$$

donde α es el coeficiente de fricción dado por:

$$\alpha = -\frac{8\hbar k^2 \delta}{\Gamma} \frac{I/I_{sat}}{[1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)]^2} \quad (2.8)$$

Si se tienen tres pares de haces contrapropagantes y perpendiculares entre sí que se intersecten todos juntos en una región del espacio, se produce una fuerza que se opone al movimiento de los átomos. Al medio generado de este modo se le conoce como melaza óptica ya que se asemeja al movimiento de una partícula en un medio denso como la miel.

De la relación de $k_B T/2 = mv_x^2 = D_p/2\alpha$, donde D_p es el coeficiente de difusión en el espacio de momento, la temperatura de equilibrio en la melaza está dada por [10]:

$$k_B T = -\frac{\hbar \Gamma^2}{8\delta} \left[1 + \frac{I}{I_{sat}} + \left(\frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 \right] \quad (2.9)$$

Para $I \ll I_{sat}$ la temperatura mínima alcanzable está dada por $T_D = \hbar \Gamma / 2k_B$. A esta temperatura se conoce como el límite de enfriamiento Doppler. Para el átomo de rubidio $T_D = 146 \mu K$.

En 1988 se reportó que mediante mediciones precisas la temperatura de melazas ópticas era alrededor de seis veces menor que la del límite Doppler [11]. Estos resultados hicieron pensar en otros mecanismos que explicaran el enfriamiento de los átomos a temperaturas por debajo del límite Doppler. El entendimiento de este resultado requiere incluir la información de todos los niveles de energía que están presentes en un átomo y los efectos de la polarización de los diferentes haces. La descripción del enfriamiento sub-Doppler no se hará en este trabajo. De acuerdo con la ecuación (2.3) el valor de la temperatura de retroceso T_R para rubidio es de 361.96 nK.

2.1.1. Trampa Magneto Óptica

Debido al límite de enfriamiento Doppler, los átomos pueden salir de la melaza. Para confinarlos en una región del espacio es necesario introducir una fuerza que dependa de la posición. Esto se logra combinando de manera adecuada la polarización de los haces del láser e introduciendo un campo magnético inhomogéneo en la región de atrapamiento. Usando el campo magnético creado por un par de bobinas en una configuración anti-Helmholtz, la nube atómica quedará atrapada en el punto

donde el campo magnético se anula. En esta configuración el campo magnético es cero en el centro y aumenta linealmente en dirección positiva de x y decrece linealmente en dirección negativa de x . En la Figura (2.4) se esquematiza una Trampa Magneto Óptica en la que los átomos se iluminan por tres pares de haces contrapropagantes dirigidos a lo largo de tres ejes ortogonales. Bajo este esquema los átomos experimentarán una fuerza que tiende a mantenerlos en el cero del campo. Considerando ahora la presencia del campo magnético la desintonía en frecuencia δ está dada por la ecuación:

$$\delta_{\pm} = (\omega_0 \pm kv_x) - (\omega_0 \mp \beta_x) \quad (2.10)$$

donde el primer término ya es conocido de acuerdo con la teoría del enfriamiento Doppler y $\beta_x = (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B B / \hbar$ corresponde al desdoblamiento Zeeman de la transición atómica en un desplazamiento x . El término $(g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ es el momento magnético efectivo para la transición usada [12]. Cuando tanto el corrimiento Doppler como el Zeeman son pequeños comparados con la desintonización δ puede hacerse nuevamente una expansión de la fuerza total y expresarla como:

$$F = -\alpha v - \beta x \quad (2.11)$$

donde β es un factor asociado al gradiente del campo magnético. Para explicar el enfriamiento considere un ejemplo unidimensional de la trampa y una transición atómica simple con $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$. El campo magnético creado por las bobinas desdoblan el estado excitado $J_e = 1$ en tres subniveles magnéticos. Se ilumina al átomo con dos haces circularmente polarizados en la dirección derecha e izquierda como se muestra en la Figura (2.3) [6]. Para un átomo que esté localizado a la izquierda del cero del campo, el haz con polarización circular derecha excitará la transición al estado $m = +1$, mientras que el haz con polarización circular izquierda excitará transiciones al estado $m = -1$. Si la frecuencia del láser está por debajo de resonancia atómica y el átomo esta a la izquierda del origen, el haz con polarización σ^+ dispersará más fotones pues está cerca de resonancia mientras que el haz con σ^- dispersará menos fotones pues estará lejos de resonancia atómica. La fuerza de los fotones dispersados empuja al átomo hacia el cero del campo magnético. Si el átomo se mueve hacia la derecha del origen, sucederá la situación contraria a lo recién expuesto y de nuevo el átomo será empujado al centro donde el campo magnético es cero.

Al considerar el caso real de tres dimensiones el análisis se vuelve un poco complicado. Experimentalmente se construye la trampa con tres haces que se contrapropagan entre sí y se intersectan en la región donde el campo es cero. Colocando la polarización de cada haz como se muestra en la Figura(2.4) se producirá una fuerza de restitución en cada dirección. Hasta ahora se han descrito los fenómenos físicos presentes en el enfriamiento y atrapamiento. Para la explicación de la MOT se consideró sólo una transición simple, sin embargo esto no sucede en los átomos alcalinos, por ejemplo. En la siguiente sección se describen las propiedades físicas y espectroscópicas del átomo de rubidio, poniendo especial atención en su transición cíclica que permite el enfriamiento láser.

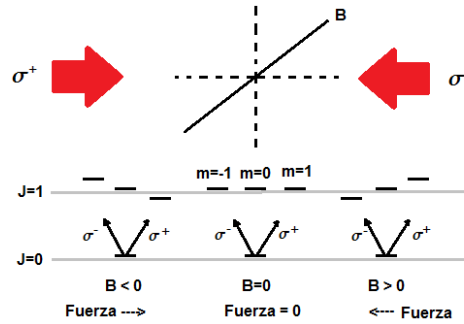


Figura 2.3: Diagrama unidimensional de la MOT

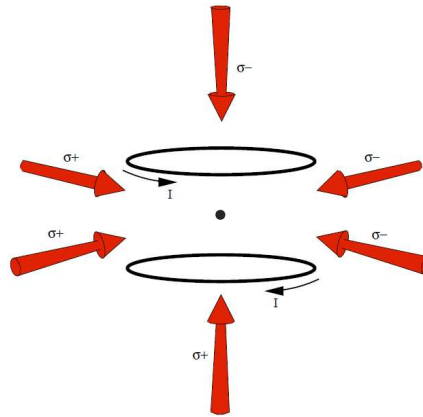


Figura 2.4: Trampa Magneto óptica en tres dimensiones. Se tienen tres haces contra-propagantes ligeramente desintonizados con la frecuencia de resonancia atómica y circularmente polarizados más un gradiente de campo magnético creado por un par de bobinas en una configuración anti-Helmholtz.

2.2. Rubidio

En muchos experimentos de enfriamiento de átomos se utiliza alguno de los metales alcalinos ya que es fácil tener acceso a las líneas D de esos átomos usando láseres sintonizables además de que sus transiciones son cíclicas, adecuadas para el enfriamiento láser. La línea D_2 del Rubidio es la transición del estado base $5S_{1/2}$ al estado $5P_{3/2}$ transición que está en una longitud de onda de 780 nm. Donde con $n=5$, S corresponde al momento angular $L=0$ y P a $L=1$, $J=1/2$ y $J=3/2$.

A continuación se describen sus propiedades físicas y espectroscópicas.

2.2.1. Propiedades físicas

El rubidio (Rb) fue descubierto en 1861 por el químico R. Bunsen y el físico G. Kirchhoff, ambos alemanes, mientras analizaban espectros de una muestra de *lepidolita* y lo nombraron después de las

dos líneas rojas dominantes de su espectro. El rubidio y el cesio fueron los dos primeros elementos descubiertos por espectroscopia. El rubidio es un metal alcalino que se oxida rápidamente, puede incendiarse cuando entra en contacto con el aire y reacciona violentamente con agua. Tiene una apariencia plateada, su punto de fusión es 39.31 °C. Su número atómico es 37 y su peso atómico es 85.467 u; la temperatura de su punto de ebullición es de 688°C [13]. En la naturaleza se encuentran dos isótopos estables de rubidio. Su abundancia relativa es de 72.17 % para ^{85}Rb y del 27.83 % para ^{87}Rb . La siguiente tabla muestra algunas de sus propiedades.

Tabla 1. Propiedades del átomo de Rubidio

Propiedad	^{85}Rb	^{87}Rb
Abundancia natural relativa	72.17 %)	27.83 %
Masa	84.911 u	86.909 u
Espín nuclear	5/2	3/2
Tiempo de vida	Estable	4.88 x 10 ¹⁰ años
Energía de ionización	4.177128 eV	4.177128 eV

2.2.2. Propiedades espectroscópicas

El estado base del rubidio presenta una configuración de gas inerte seguida de una capa con un único electrón por lo que puede aproximarse al modelo de un solo electrón moviéndose en un potencial esféricamente simétrico, como el hidrógeno. La configuración electrónica en el estado base es:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 4s^2 3p^6 3d^{10} 4p^6 5s^1 \quad (2.12)$$

El Rb tiene dos componentes de líneas D; la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ corresponde a la línea D_2 y la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ a la línea D_1 . La transición de la línea D_2 es de gran importancia en el experimento de enfriamiento y atrapamiento pues tiene una transición cíclica hiperfina [15].

Una transición cíclica sucede cuando se excita a un átomo de un estado inicial a uno de mayor energía, por emisión, el átomo regresa a su estado inicial y puede ser excitado nuevamente.

La interacción entre el momento angular orbital \vec{L} y el momento angular de espín \vec{S} da lugar a la estructura atómica fina. El espín de los electrones orbitales ejerce una influencia no despreciable en el espectro atómico; en el movimiento orbital del electrón se genera un campo magnético, al cual se acopla el momento magnético intrínseco del electrón. Este fenómeno produce un término adicional de interacción que suele llamarse *interacción espín-órbita* [16]. Esta interacción es la responsable del desdoblamiento de la estructura fina.

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

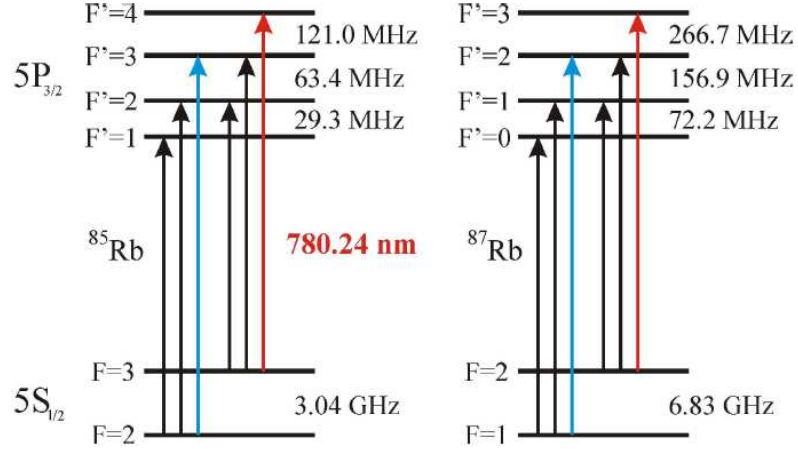


Figura 2.5: Diagrama de niveles de energía para la línea D2 de Rb. Las transiciones permitidas se muestran en el estado base $5S_{1/2}$ y el estado excitado $5P_{3/2}$. La transición de enfriamiento se muestra en rojo y la transición de rebombeo está en azul [14].

La estructura hiperfina surge por la interacción del momento nuclear magnético y el campo magnético creado por los electrones que es proporcional a \vec{J} .

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

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

Por ejemplo en rubidio 85 se puede excitar a los átomos del estado base $F=3$ a $F'=2, 3, 4$. De este estado los átomos decaen al estado base $F=3$ o a $F=2$. El láser que se utilizó para la excitación no podrá excitar a los átomos en $F=2$. Se utiliza entonces un segundo haz láser que excite a los átomos de $F=2$ a $F'=1, 2, 3$. De esta forma los átomos pueden decaer en el estado base adecuado y ser parte del proceso de enfriamiento. El primer láser es llamado *enfriamiento* y el segundo es llamado de *rebombeo*.

Para el enfriamiento láser la transición utilizada es la $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ lo que corresponde a los niveles hiperfinos $F = 3 \rightarrow F' = 4$ para ^{85}Rb

La MOT que se encuentra en el laboratorio consiste en una fuente de átomos de rubidio, un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz y dos láseres uno que corresponde al de atrapamiento y otro de rebombeo. Los detalles de la construcción y operación de esta trampa pueden consultarse en la referencia [17]

Capítulo 3

Técnicas de obtención de imágenes

Para obtener información sobre una muestra de átomos fríos atrapada en una MOT se recurre a realizar un diagnóstico óptico. La forma en la que la luz interactúa con los átomos puede usarse de manera conveniente para obtener imágenes por absorción, fluorescencia o por contraste de fase.

El análisis de la muestra atómica cuando se expande balísticamente permite determinar algunas de sus propiedades, la forma de realizar este análisis es usando la técnica de tiempo de vuelo (TOF por sus siglas en inglés Time of Flight) [18]. La técnica TOF consiste en la toma de una o varias imágenes de la nube conforme esta se expande en caída libre como se muestra en la Figura (3.1). Las imágenes adquiridas permiten, entre otras, hacer una medición de la distribución de velocidades por lo que esta información se utiliza para determinar la temperatura de las muestras. Las imágenes brindan también acceso a la densidad espacial de las muestras atómicas. En particular, en el laboratorio de átomos fríos del ICN se utilizará la técnica de imagen por absorción en conjunción con la técnica TOF para caracterizar a la nube de átomos fríos.

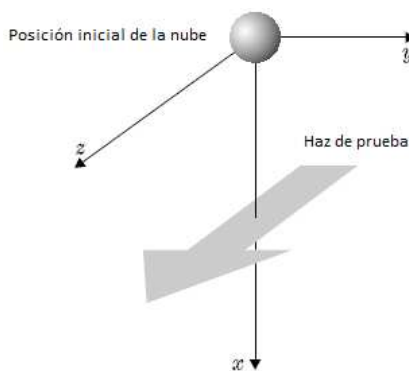


Figura 3.1: Tiempo de vuelo. Se manda un haz por debajo de la nube. Cuando se apaga el campo magnético y la luz de atrapamiento la nube se expande y cae bajo la influencia de la gravedad pasando a través del haz de detección.

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

3.1. Fluorescencia

Cuando un haz de luz cerca de resonancia atómica se propaga a través de la nube atómica atrapada, esta absorberá y reemitirá fotones. Como se muestra en la Figura(3.2) detectando los fotones dispersados y tomando una imagen o registrando la fluorescencia mediante un fotodetector se puede obtener información de la distribución espacial de los átomos en la nube [10].

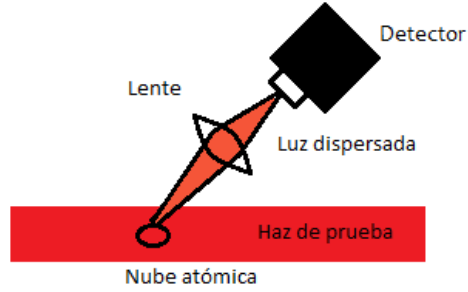


Figura 3.2: Obtención de imágenes por fluorescencia

En particular, el número total de átomos atrapados puede estimarse midiendo en un fotodetector la potencia de la fluorescencia emitida por los átomos[19]. Esta potencia está relacionada con los parámetros de la MOT y está dada por la ecuación:

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

donde Ω_S es el ángulo sólido que el fotodetector abarca para recibir la fluorescencia de la muestra, C^2 es el coeficiente de Clebsh-Gordan¹ correspondiente a la transición excitada por la luz de detección, ω_L es la frecuencia del láser, I es la intensidad del haz, I_{sat} es la intensidad de saturación, δ es la desintonización del láser de resonancia y Γ es el ancho natural de la transición probada por el haz de detección. En caso de que el detector utilizado sea un fotodiodo, la señal generada por este estará dada por:

$$S = \rho_{pd} R P \quad (3.2)$$

donde ρ_{pd} es la respuesta del fotodiodo y R es la resistencia de carga del circuito del sistema de detección. El número de átomos estará dado por la ecuación (3.3)

¹Los coeficientes de Clebsh-Gordan son las constantes de acoplamiento de los momentos angulares en mecánica cuántica.

$$N = \frac{8\pi S}{\rho_{pd} R \Omega_S \hbar \omega_L \Gamma} \frac{(1 + C^2 I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2)}{C^2 I/I_{sat}} \quad (3.3)$$

3.2. Contraste de fase

La obtención de imágenes por contraste de fase fue propuesto por Frits Zernike quien desarrolló el microscopio de contraste de fase, trabajo que le valió el premio Nobel en Física en el año 1953 [20]. Su contribución consistió en afirmar que la imagen vista bajo un microscopio convencional, es formada por el objetivo del microscopio, y finalmente se observa en el ocular. Si la muestra no absorbe la luz, no habrá esencialmente contraste en la imagen visible, es decir, será toda blanca. Zernike calculó la manera de hacer que las diferencias de fase se observaran en la imagen como en la intensidad, logrando así, visualizar detalles que no eran posibles apreciar en un microscopio convencional. El esquema de la adquisición de imagen por este método se muestra en la Figura (3.3).

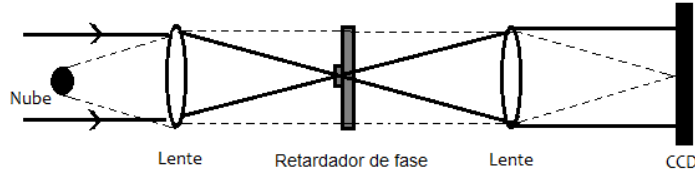


Figura 3.3: Obtención de imágenes por contraste de fase. Cuando la radiación se encuentra con la nube atómica, la amplitud y la fase se ven afectadas.

En la Figura (3.3) se muestra que la parte del haz que no interactúa con la nube (línea sólida) pasa por una lente que lo focaliza en un retardador de fase. La parte del haz que interactúa con la nube (líneas punteadas) es colimado por el juego de lentes e incide en el chip de la cámara CCD.

El cambio en fase y amplitud que la muestra provoca puede escribirse como el producto de la función de onda incidente por alguna función de transmisión $q(x)$. Ya que se tiene un retardador de fase, la onda incidente cambiará únicamente en su fase por lo que $q(x) = \exp(i\phi)$.

La distribución de la intensidad $I(x)$ sobre el chip puede obtenerse de la ecuación de Kirchoff dada por la teoría de la difracción de Fresnel- Kirchoff [21],

$$\psi(x) = \frac{i}{2\pi} \int \int q(x) \frac{\exp(-ikr_q)}{r_q} \frac{-ikr}{r} dx$$

como:

$$I(x) = \psi(x)\psi^*(x) = 1 + \frac{R\lambda}{2\pi} \phi''(x) \quad (3.4)$$

donde R es la distancia del retardador de fase a la cámara CCD. De este modo, cambios en la fase proporcionales a la densidad de la nube atómica, se traduce en cambios en la intensidad registrada por el CCD, lo cual constituye la base del método de imagen de contraste de fase.

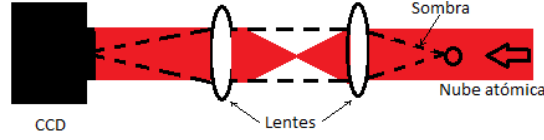


Figura 3.4: Obtención de imagen por absorción

3.3. Absorción

Mediante un haz sintonizado con una frecuencia cerca de resonancia que atraviesa a la nube atómica, esta es detectada mediante el registro de la sombra proyectada sobre el chip de una cámara CCD, Figura (3.4). Una cámara CCD (Charged Coupled Device, por sus siglas en inglés) es un aparato construido por un chip semiconductor usado para generar imágenes de forma electrónica. Una cámara CCD puede tomar una imagen acumulando la carga que la luz incidente genera sobre la superficie semiconductor. En el siguiente capítulo se hace la descripción de la cámara CCD.

De acuerdo con la Ley de Beer [5], la intensidad del haz resonante decrece conforme atraviesa la nube

$$I(\vec{r}) = I_0 e^{-OD(\vec{r})} \quad (3.5)$$

donde OD es la densidad óptica (Optical Density, por sus siglas en inglés) de la nube dada por:

$$OD(\vec{r}) = \int n(\vec{r}) \sigma dz \quad (3.6)$$

con $n(\vec{r})$ como la distribución de densidad de la muestra atómica y σ la sección transversal de excitación de la nube que está en resonancia:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + I_0/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2} \quad (3.7)$$

donde I_{sat} es la intensidad de saturación y $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$ es la sección transversal de excitación lejos de resonancia [10].

Si se detecta la intensidad transmitida, de la ecuación (3.6) se obtiene la densidad óptica

$$OD(\vec{r}) = Ln \frac{I_0}{I(\vec{r})} \quad (3.8)$$

Con base en esta ecuación se puede determinar la densidad óptica tomando tres imágenes [23]. Primero se obtiene una imagen en las condiciones de luz ambiental (I_{dark}); se adquiere después una imagen de la sombra generada por la nube (I_{shadow}); y por último se adquiere una imagen proyectando únicamente el haz de detección (I_{light}). De acuerdo con la ecuación (3.8), se obtiene la densidad óptica mediante

$$OD(\vec{r}) = Ln \left(\frac{I_{light} - I_{dark}}{I_{shadow} - I_{dark}} \right) \quad (3.9)$$

Esta ecuación modela, desde luego, el caso ideal en que la radiación interacciona de la misma manera con todos los átomos. Para considerar entonces la luz que está fuera de resonancia o cuya polarización no es adecuada se introduce una constante de corrección γ de la siguiente manera

$$OD_{mes}(\vec{r}) = Ln \frac{I_{light} - I_{dark}}{I_{shadow} + \gamma I_{light} - I_{dark}} \quad (3.10)$$

Esta ecuación se aplica para cada pixel de la imagen. De esta manera se conocerá la cantidad de luz absorbida en el medio. La absorción real estará dada por la ecuación [23]:

$$OD_{real}(\vec{r}) = OD_{mes}(\vec{r}) - Ln(1 + \gamma(\vec{r})e^{OD_{mes}(\vec{r})}) + Ln(1 - \alpha(\vec{r})) \quad (3.11)$$

Una vez que el haz atraviese la muestra, el número de cuentas generadas por el *i-ésimo* pixel será $C_{l,d,s}^i = \alpha^i I_{l,d,s}^i$, donde α^i es la eficiencia del *i-ésimo* pixel y los subíndices indican que corresponde a la intensidad con luz (light), en condiciones de oscuridad (d) y con la sombra de la nube (s). El problema es precisamente determinar la constante α .

Para aplicar esta técnica de obtención de imágenes usando una cámara CCD es muy importante realizar la calibración en intensidad para determinar así la potencia de saturación y obtener la constante α para todos los pixeles.

Considerando el caso ideal, ecuación (3.8) y relacionandolo con los pixeles de la cámara CCD, la densidad óptica puede reescribirse mediante la ecuación:

$$OD_i = ln \frac{C_l^i - C_d^i}{C_s^i - C_d^i} \quad (3.12)$$

La densidad óptica total se obtendrá sumando sobre todos los pixeles. El funcionamiento de una cámara CCD será descrito en el siguiente capítulo.

De acuerdo con las ecuaciones (3.6) y (3.12) es posible hacer la estimación del número de átomos por pixel en la cámara CCD [10]:

$$N^i = A \int n^i(y) dy = \frac{A}{\sigma} Ln \frac{C_l^i - C_d^i}{C_s^i - C_d^i} \quad (3.13)$$

donde $A = S/M^2$ es el área efectiva de imagen sobre cada pixel con una magnificación M y S es el área del pixel. El número total de átomos en la muestra es:

$$N = \sum_i N^i = \frac{A}{\sigma} \sum_i Ln \frac{C_l^i - C_d^i}{C_s^i - C_d^i} \quad (3.14)$$

Mediante la técnica de TOF, la magnificación del sistema se determina dejando la nube caer bajo la acción de la gravedad y tomando imágenes de la misma para varios tiempo de caída. Conociendo su posición inicial, se tiene entonces la ecuación:

$$y(t) = y_0 + v_0 t - \frac{1}{2} M g t^2 \quad (3.15)$$

donde M es la magnificación del sistema del telescopio usado para proyectar la imagen de la nube sobre el chip de la cámara, y_0 es la posición inicial y v_0 es la velocidad inicial.

Capítulo 4

Desarrollo Experimental

En el experimento de la MOT en el que actualmente se trabaja en el laboratorio se desea implementar la técnica de TOF junto con la de obtención de imágenes por absorción para conocer las propiedades de la nube atrapada. Para la implementación de estas técnicas se necesita una cámara CCD cuyo tiempo de obturación sea controlable por el usuario. También se necesita conocer la constante de proporcionalidad entre la intensidad del haz incidente sobre el chip CCD como función de las cuentas que la cámara asigna a cada pixel, de acuerdo con la teoría expuesta anteriormente.

En el laboratorio se tiene una cámara CCD modelo Hitachi KP-M2A cuyo obturador puede controlarse mediante un pulso externo a través de la caja obturadora Hitachi JU-M1A. Se tiene también un sistema PXI de National Instruments. Este sistema cuenta con diferentes módulos de adquisición y generación de señales. Particularmente tiene un módulo contador temporizador PXI 6602 y un módulo de adquisición de imágenes PXI 1411 que se pueden utilizar de manera conveniente para generar un pulso obturador y adquirir la imagen de la cámara CCD respectivamente. El PXI cuenta con el sistema operativo Windows XP que incluye el software de LabVIEW con el cual es posible desarrollar un programa que se encargue de generar el pulso obturador y sincronizar el proceso de adquisición de imágenes con la base de tiempo del reloj interno del módulo PXI.

En este capítulo se describe el funcionamiento de una cámara CCD. También se describe el programa hecho en LabVIEW que se encarga de sincronizar la generación del pulso obturador y la obtención de imágenes con una base de tiempo del reloj del módulo. Y por último se exponen los métodos y experimentos desarrollados para su caracterización en tiempo de sincronía e intensidad incidente.

4.1. Cámara CCD

En el año 2009 William S. Boyle y George E. Smith recibieron el premio Nobel en Física por la invención de la cámara CCD [22]. Este dispositivo llamado desde entonces *el ojo electrónico de la cámara digital* ha tenido una gran importancia pues puede utilizarse en diferentes áreas de

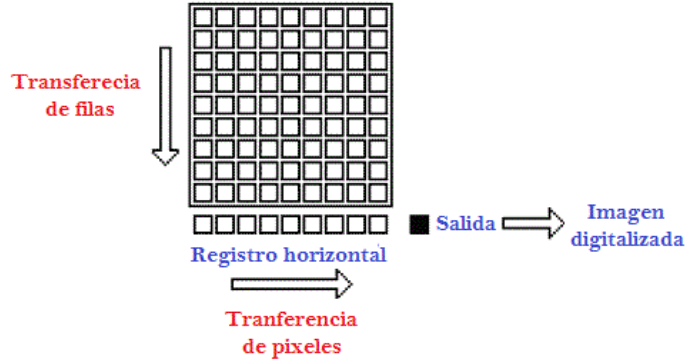


Figura 4.1: Arreglo CCD. Después de que se genera carga esta es transferida por fila para después ser transferida horizontalmente y ser digitalizada.

investigación para hacer diagnósticos. La cámara CCD está construida básicamente por un chip semiconductor. El chip es una matriz de un gran número de píxeles y funciona gracias al efecto fotoeléctrico. La primera cámara CCD sólo tenía un arreglo de 100 x 100 píxeles. Cuando los fotones inciden sobre la superficie semiconductor de la cámara se liberan electrones que son colectados en capacitores. El número de electrones generados es directamente proporcional a la intensidad de la luz que incide sobre cada píxel.

Cada píxel puede verse como un pozo con cierta profundidad [24] en el que se colecta la carga como se esquematiza en la Figura (4.1). Finalmente la imagen obtenida es un arreglo de números que dan información sobre la cantidad de carga almacenada en el pozo. La profundidad del pozo determina el nivel de saturación de cada píxel.

Después de que la carga se ha acumulado en el chip, la electrónica de la cámara se encarga de generar la señal que conforma la imagen. El arreglo de números generados no es simplemente el número de carga inducida por los fotones, además existe un *bias*¹. Este se refiere a las condiciones en las que el chip de la cámara está antes de que sobre él incida luz. Al tomar una imagen sin que se haga incidir luz sobre el chip, el resultado no será un arreglo de ceros sino que se tendrá un arreglo de números que determinan el valor del *bias*. El número de carga de salida está en unidades analógico-digitales (ADU, por sus siglas en inglés Analog-Digital Units). Estas unidades son números proporcionales a la carga creada por los fotones incidentes más la constante *bias*.

Una imagen puede representarse con la ecuación:

$$S = G \cdot n + \bar{B} + \Delta_S \quad (4.1)$$

donde S es la señal de salida, G es la ganancia, n es el número de electrones acumulados por píxel, \bar{B} es el promedio de *bias* y Δ_S es el ruido que sigue presente en la imagen debido a la electrónica de la cámara CCD [24], este último valor es muy pequeño y se despreciará pues por el momento no

¹El término *bias* se refiere al voltaje de inicio al que se encuentra el chip de la cámara para iniciar su funcionamiento.

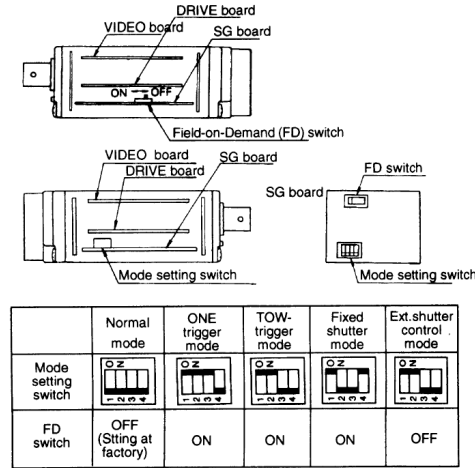


Figura 4.2: Switches internos de la cámara CCD [25].

resulta reelevante para la caracterización.

Restando la señal de *bias*, \bar{B} , a una imagen en la que incide luz queda la ecuación:

$$\bar{S} = G \cdot \bar{n} \quad (4.2)$$

Si la ganancia es igual a uno, de acuerdo con esta última ecuación la señal de salida es igual al número de electrones generados. En este trabajo se desea conocer el número de cuentas generadas el cual es proporcional al número de electrones y proporcional a la potencia de luz que incide sobre el chip, siendo esta última propiedad la que fue calibrada. La descripción de la calibración en potencia luminosa se describe en el siguiente capítulo.

4.1.1. Operación en modo trigger.

Una cámara CCD puede operar en modo continuo o en modo trigger. Generalmente se utiliza en modo continuo, de esta forma la cámara sólo puede tomar 30 imágenes por segundo. Si la cámara opera en modo trigger, esta espera recibir un pulso cuadrado que le indique el instante en que debe abrir y cerrar el obturador. Este modo permite al usuario adquirir imágenes de manera controlada y de acuerdo con el experimento que se esté desarrollando.

La cámara utilizada es una cámara CCD modelo Hitachi KP-M2A sensible en el infrarrojo, con un chip de 6.47mm x 4.83mm compuesto por pixeles cuadrados de 8.6 μ m x 8.3 μ m [25]. Por default esta cámara está preparada para adquirir imágenes en modo continuo, para operarla en modo trigger fue necesario destaparla y colocar los switches internos en modo One Trigger de acuerdo con la Figura (4.2).

La cámara CCD no tiene una entrada para trigger de modo que para enviarle un pulso de trigger fue necesario utilizar la caja obturadora Junction Box JU-M1A de Hitachi, la cual tiene entrada para el pulso de trigger, entrada de la imagen que viene directamente de la cámara, salida de la

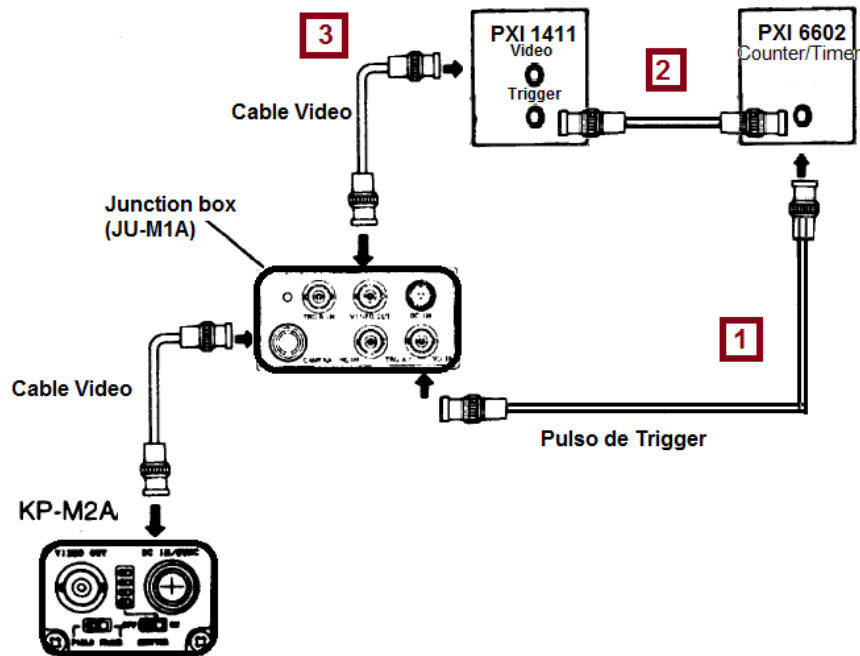


Figura 4.3: Conexiones entre CCD, JU-M1A y PXI 1411. 1) Se genera un pulso que se manda a la caja JUM-M1A para controlar la obturación de la cámara. 2) El mismo pulso se envía también al módulo PXI 1411 para sincronizar la adquisición de imagen. 3) La imagen se adquiere de forma sincronizada

imagen que va al módulo PXI 1411 y entrada de alimentación. La Figura (4.3) muestra la conexión entre los diferentes elementos de este experimento.

Primero se genera un pulso del módulo PXI 6602. Este pulso se envía a la caja obturadora (1) y al módulo PXI 1411 encargado de la adquisición de imágenes (3). El objetivo de enviar este pulso a ambos módulos, es sincronizar la obturación de la cámara y la adquisición de imagen. Finalmente la imagen se transfiere de la cámara a la caja obturadora y esta a su vez la transfiere al módulo PXI 1411 (3).

Adicionalmente, la cámara tiene dos formas de tomar la imagen:

Modo Cuadro. Se obtiene la imagen completa de 640 x 480 pixeles.

Modo Campo. Se obtiene la mitad de la información de la imagen pues sólo se toman las líneas horizontales pares o impares y se obtiene una imagen de 640 x 240 pixeles.

Cuando se colocan los switches internos para operar en modo trigger, por default, la forma en que la CCD toma la imagen será en modo campo.

4.2. Programa de obtención de imágenes

Ya que para operar la cámara CCD en modo trigger es necesario un pulso externo ha resultado conveniente utilizar uno de los módulos del sistema PXI que se tiene en el laboratorio pues además este sistema permite la adquisición de imágenes de la cámara.

LabVIEW (Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench) es una plataforma que brinda un lenguaje de programación gráfica para desarrollar sistemas de medida, pruebas y control [29]. Los programas desarrollados con LabVIEW se llaman Instrumentos Virtuales, o VIs. La programación en LabVIEW permite aprovechar el máximo de recursos que ofrece el sistema PXI, además con los VI's se hace mucho más intuitiva la parte de la programación.

La ventaja que se tiene al utilizar un módulo PXI y hacer la programación en LabVIEW es que el sistema de medición es muy precisa y la programación se vuelve más intuitiva. LabVIEW ofrece al usuario un conjunto de librerías con las que es posible realizar sincronización de señales y toma de imágenes configurando el dispositivo de una manera conveniente para cada experimento.

Para obturar la cámara se utiliza una salida del módulo PXI 6602. De este módulo se genera un pulso que se encarga de abrir y cerrar el obturador de la cámara. Se habilitaron además las salidas de los contadores del módulo PXI para que posteriormente sea posible sincronizar más señales. La adquisición de imágenes se realizó mediante un programa hecho en LabVIEW. A continuación se da una breve descripción del sistema PXI y se describe el programa hecho para la obtención de imágenes en modo trigger.

4.2.1. Sistema PXI

El sistema PXI (PCI eXtensions for Instrumentations, por sus siglas en inglés) es una plataforma basada en una computadora personal que ofrece una solución de alto rendimiento a procesos de medición y automatización de sistemas. Este sistema está formado por tres componentes básicos: un chasis, el sistema controlador y los módulos periféricos [28]. El chasis es la parte del hardware del sistema. En el chasis se montan los módulos y el sistema controlador. Las partes del sistema PXI se muestran en la Figura (4.4).

En el laboratorio se cuenta con un chasis NI PXI-1042Q de National Instruments que tiene ocho ranuras: una ranura para un controlador PXI-8106, cuatro ranuras periféricas, dos ranuras de referencia híbridas PXI y una ranura de temporización. El chasis tiene un reloj de referencia de 80MHz[28]. De este reloj de referencia se pueden obtener tres bases de tiempo: 10 MHz, 20 MHz y de 100kHz de acuerdo a la Figura(4.5). Tanto el reloj de referencia como las bases de tiempo en las que se divide son útiles para el proceso de generación de señales pues es posible sincronizar el inicio de alguna de esas bases de tiempo.

Los módulos instalados en el sistema PXI utilizado en el laboratorio son:

Controlador PXI-8162. Es el cerebro del sistema. Este controlador cuenta con hardware (procesador, disco duro y memoria), software (sistema operativo Windows XP y LabView instalado)

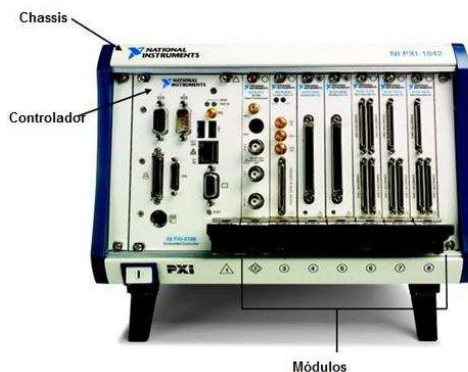


Figura 4.4: Sistema PXI 1042Q disponible en el laboratorio.

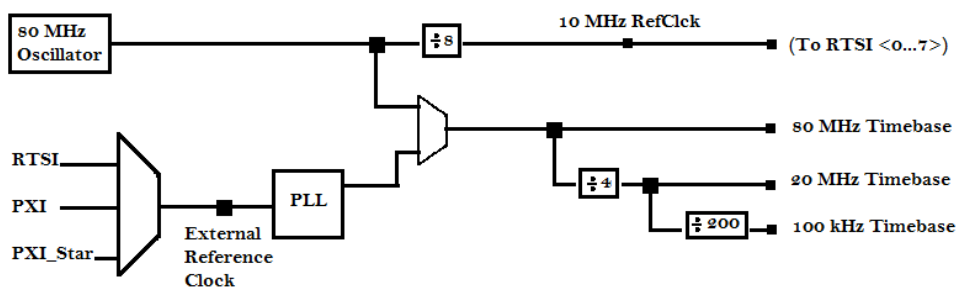


Figura 4.5: Estructura del reloj interno de la computadora.

y otras conexiones como puerto serial, GPIB, USB.

Módulo PXI-8252. Módulo de adquisición de imágenes mediante puertos Firewire.

Módulo PXI-6251. Módulo de adquisición y generación de voltajes analógicos digitales.

Módulo PXI-1411. Módulo de adquisición de imágenes.

Módulo PXI-6602. Módulo contador temporizador.

Los módulos utilizados en este trabajo son: el módulo PXI-1411 para la adquisición de imágenes y el modulo contador temporizador PXI-6602 para generar el pulso que controla el obturador de la cámara.

Se decidió utilizar el módulo contador temporizador (TIO por sus siglas en inglés) pues este es capaz de controlar eventos como mediciones de tiempo, mediciones de frecuencia, generación de pulsos y generación de ondas cuadradas. Además de que el inicio de cualquiera de sus señales se puede sincronizar a cualquiera de las bases de tiempo del reloj interno. El TIO cuenta con ocho contadores de 32 bits por lo cual es posible sincronizar el inicio de hasta ocho señales.

Un contador tiene dos entradas (Source, Gate). La fuente (Source) da una señal TTL de referencia para el contador. El registro del conteo se actualiza basándose en las subidas y bajadas de

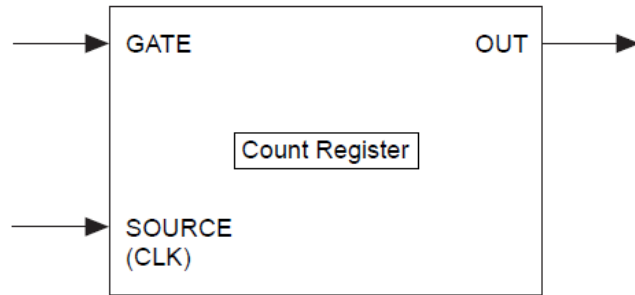


Figura 4.6: Contador

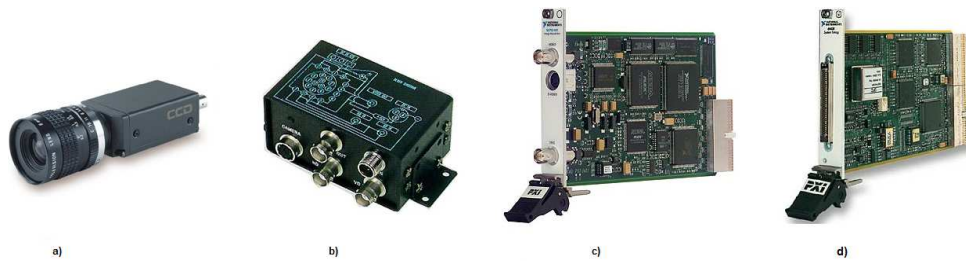


Figura 4.7: Sistema de adquisición. a) Cámara CCD Hitachi KP-M2. b) Caja JU M1A que opera a la cámara CCD en modo trigger. c) Módulo PXI 1411 para adquisición de imágenes. d) Módulo PXI 6602 para generación de la señal de trigger.

esta señal. El *gate* es una señal usada para determinar el instante en que la fuente puede modificar el conteo. El modelo de un contador se muestra en la Figura (4.6). La fuente del contador puede ser la señal proveniente del reloj interno.

4.2.2. Descripción del programa de adquisición de imágenes.

El sistema de adquisición que se utilizó para el desarrollo de este trabajo se muestra en la Figura (4.7). Está formado por la cámara CCD Hitachi, la caja Junction Box JU-M1A, el módulo PXI 1411, el módulo contador PXI 6602 y el software NI-IMAQ y DAQmx. Las librerías DAQmx e IMAQ que se muestran en las Figuras (4.8) y (4.9) respectivamente, tienen el conjunto de VIs que permiten generar el pulso y operar la cámara en el modo deseado.

El diagrama de flujo del programa se muestra en la Figura (4.10) y las Figuras (4.11) y (4.12) muestran el programa para obtención de imágenes y el panel frontal del programa se muestra en la Figura(4.13). El programa funciona mediante dos subprogramas que corren en paralelo: uno corresponde al programa de adquisición de imágenes en modo trigger y otro se encarga de generar el pulso de trigger. Es importante que la señal que controla el programa de adquisición y el que controla el obturador de la cámara sea la misma pues sólo de ese modo se pueden obtener imágenes

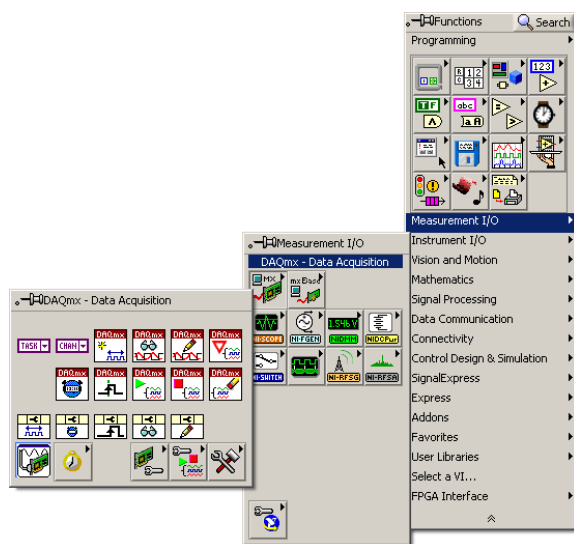


Figura 4.8: VI's para generación de pulso.

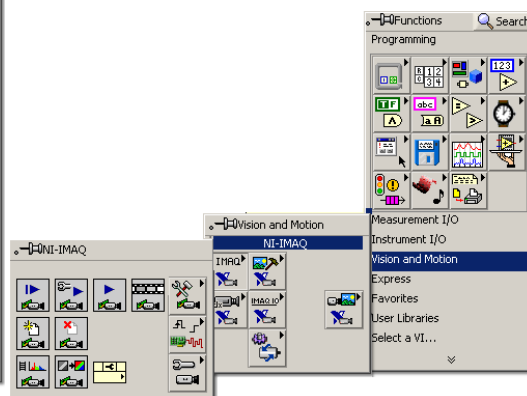


Figura 4.9: VI's obtención de imágenes.

en modo trigger.

Para obtener el pulso de trigger primero se elige la librería DAQmx. Se elige el VI de generación de señales. Se escoge un canal del módulo contador PXI 6602 por el cual será generada la señal. La señal adecuada para el control de la obturación de la cámara es un pulso cuadrado cuyo intervalo de tiempo arriba sea mucho menor que el tiempo abajo, por ejemplo $100\mu\text{s}$ arriba y 8 ms abajo. Hay dos opciones para el modo de generación del pulso: *Finite Samples* o *Continuos*. El modo *Finite Samples* genera el número de pulsos que el usuario desee y el modo *Continuos* genera un tren de pulsos. Se eligió el modo *Finite Samples* para generar sólo un pulso. El siguiente paso es indicar que el pulso generado se sincronice con el reloj interno o con alguna de las bases de tiempo disponible. Se elige el VI *Start Trigger: Retriggerable Mode* y se elige *PXI/200MHz Time Base* para la base de tiempo. Esta resultó ser la óptima para la operación de la cámara de modo que se obtenían imágenes nítidas. Finalmente se indica que se genere el pulso.

Una vez que se ha generado un pulso sincronizado con alguna base de tiempo del reloj interno del PXI se procede a obtener imágenes sincronizadas con este pulso de la cámara CCD. Para esto se hizo un programa en LabVIEW en el que se incluye la generación de un pulso controlable por el usuario y se configura la adquisición de imágenes en modo trigger.

El programa de obtención de imágenes que se muestra en la Figura (4.12) y la Figura (4.13) muestra el panel frontal de este. Para este programa se eligen los VI's de la paleta NI-IMAQ. Primero se indica el nombre de la cámara (*img0*) y se crea una imagen en memoria de 8 bits por pixel. Después se configura la adquisición en modo trigger. El programa de adquisición esperará a que llegue la señal de trigger para tomar la imagen. El VI de trigger tiene las siguientes opciones a especificar:

Frame time out: Aquí se especifica el tiempo de espera de la señal de trigger.

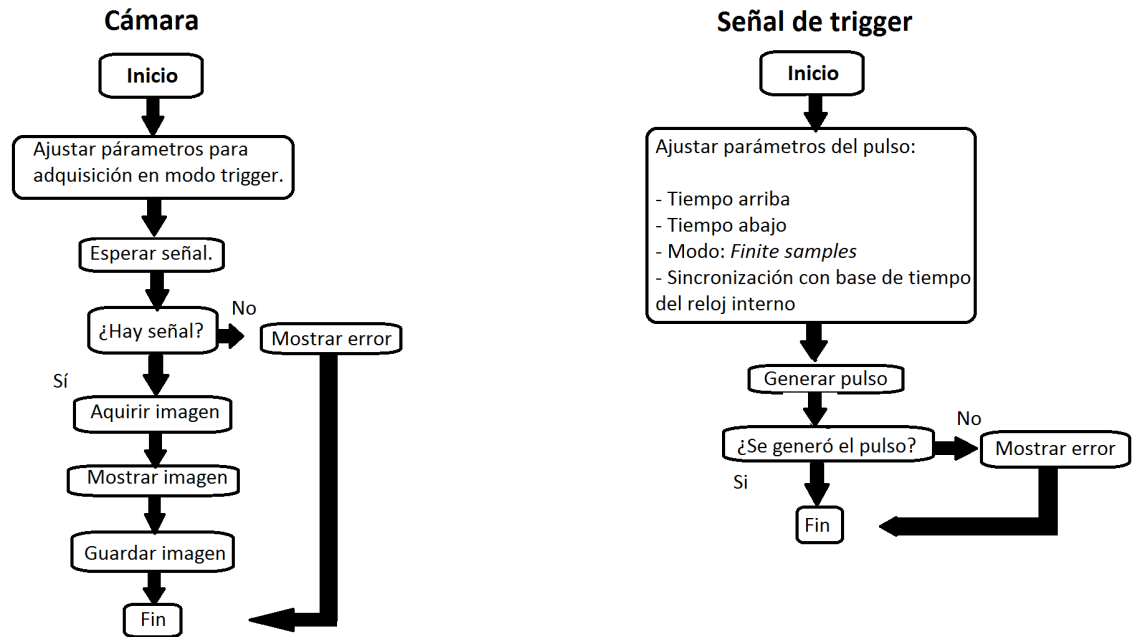


Figura 4.10: Diagrama de flujo. Se muestra el diagrama de flujo para la adquisición de imágenes y para la generación del pulso de trigger.

Trigger polarity: Se indica el instante en que se inicia la adquisición. Este VI tiene las opciones: *High True* y *Low True*. Cuando se elige *High True* inicia la adquisición cuando el pulso está arriba y cuando es *Low True* sucede lo contrario.

Trigger Line: Se indica la línea por la cual se espera el trigger. Para el módulo PXI 1411 la línea es *external trigger 0*.

Trigger action: Aquí se especifica el instante en el que se desea hacer la adquisición. Las opciones son: *Disabled*, *Trigger start of Acquisition*, *Trigger start of each buffer list*, *Trigger each buffer*, *Trigger each line*. *Disabled* indica que el trigger está deshabilitado. *Trigger start of Acquisition* indica que la adquisición inicia cuando se recibe el pulso de trigger. *Trigger start of each buffer list* se adquieren las imágenes que se guardan en el buffer. *Trigger each buffer* cada buffer espera la señal de trigger antes de iniciar una nueva adquisición. *Trigger each line* Cada línea de la imagen se adquiere mediante trigger.

Los parámetros de adquisición en modo trigger fueron: *Time frame out:* 1 ms, *Trigger polarity:* *High True*, *Trigger action:* *Trigger start of acquisition*.

Finalmente se adquiere la imagen y se guarda en la ruta indicada en el formato que el usuario desee. En este caso se eligió el formato *.tif*.

Con este programa además de generar la señal de trigger para la cámara CCD y sincronizar con esta la adquisición de imágenes es posible crear una tarea que puede consistir en generar hasta siete

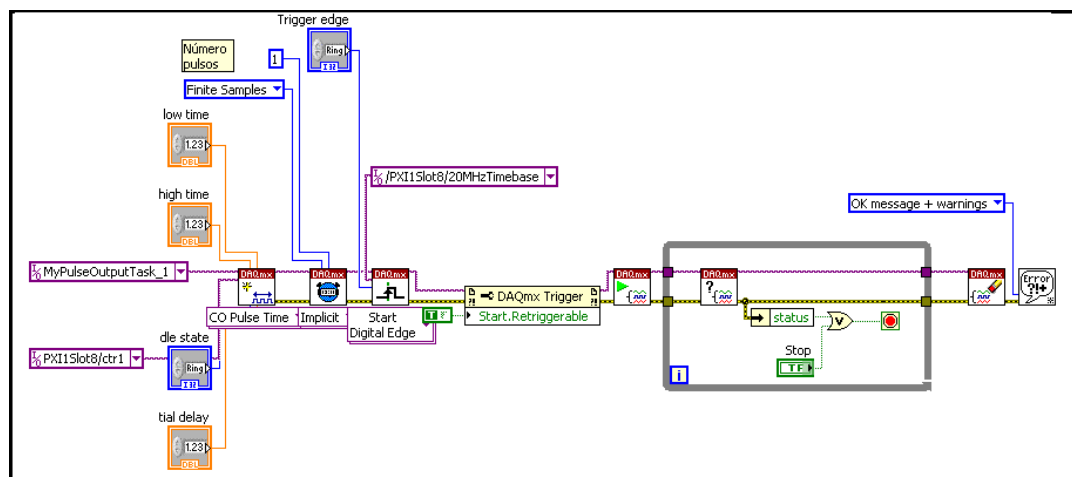


Figura 4.11: Parte del programa que genera el pulso de trigger.

pulsos más que estén sincronizados entre sí y con alguna base de tiempo del reloj interno.

4.3. Calibración cámara CCD

La calibración de la cámara CCD permite conocer su rango de operación. Al operarla en modo Trigger es importante conocer el tiempo de retraso entre la señal de obturación y la respuesta de la cámara CCD. Es también necesario conocer el valor de la constante de proporcionalidad entre el número de cuentas y la potencia incidente. Este valor de la constante de proporcionalidad será, en un trabajo futuro, utilizado para determinar el número de átomos de la nube de acuerdo a la teoría descrita en el capítulo 2.

Se describen a continuación los experimentos y métodos desarrollados para la calibración de la cámara CCD.

4.3.1. Calibración en tiempo de retraso en sincronía.

Utilizando el programa de adquisición de imágenes es ahora posible realizar la calibración del sistema de detección. Para la caracterización de la cámara primero se determinó el tiempo mínimo de obturación para lo cual, se colocó un led enfrente de la cámara que se mantuvo encendido y se redujo el tiempo de obturación de la CCD hasta que la imagen recibida estaba completamente oscura. Una imagen adquirida de esta forma indicaba que el pulso de obturación es tan corto que a la cámara no le da tiempo de abrir y cerrar el obturador. Esto sucedió cuando el tiempo de obturación era menor que $4\mu\text{s}$.

La segunda caracterización fue para conocer el tiempo de retraso en sincronía, esto es el tiempo que tarda la cámara en obedecer la señal que le indica el instante en que debe abrir y cerrar el obturador. Para conocer este tiempo de retraso se montó el experimento esquematizado en la

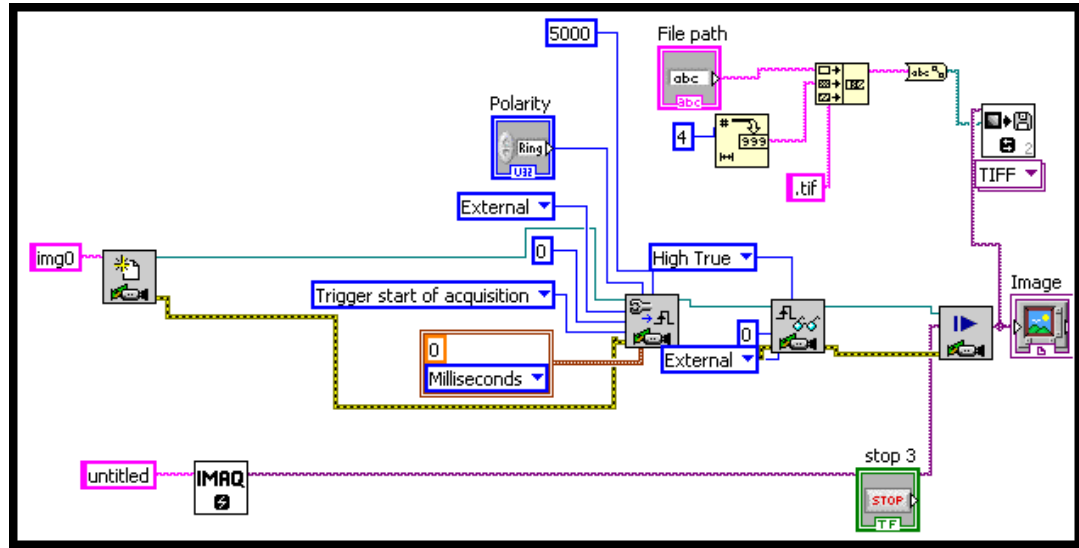


Figura 4.12: Parte del programa encargada de la adquisición de imágenes.

Figura (4.14). Se generaron dos pulsos mediante el módulo contador temporizador PXI-6602, uno sirvió como trigger para controlar el obturador de la cámara y otro para encender y apagar un led que se colocó delante de la misma, ver Figura (4.15 (a)) De este modo al sincronizar ambos pulsos se obtendría una imagen con el led siempre encendido o siempre apagado dependiendo del borde del pulso con el cual se sincronice el pulso de obturación. Cabe destacar que cuando dos pulsos son generados al mismo tiempo con el módulo indicado anteriormente y su inicio se sincroniza con la señal del reloj interno del módulo PXI, los dos eventos no inician de forma coordinada ya que existe un tiempo de retraso. Se determinó de este modo el primer tiempo en retraso entre la primera señal y las señales subsiguientes que siempre fue de $\delta = 8.6 \mu s$ como se muestra en la Figura (4.15(b)). Se enviaron dos pulsos diferentes. Uno para encender y apagar el led y otro que se encarga de abrir y cerrar el obturador de la cámara, estas señales se ven en la Figura (4.15). La duración del pulso encargado de encender y apagar el led fue de 1 ms arriba y 1 ms abajo. El pulso de obturación tuvo una duración de $100 \mu s$ arriba y 1 ms abajo. Con la obturación de la cámara sincronizada con la orilla de bajada del pulso enviado al led y ya considerando el primer retraso δ , como se ve en la Figura(4.15(c)), la cámara debía mostrar una imagen con el led encendido. Sin embargo a veces se obtenía una imagen con el led encendido y a veces parcialmente apagado pues el pulso de trigger para la cámara se generaba como se ve en la Figura (4.15(d)). Esto indicaba que aún había un tiempo adicional de retraso que correspondió a $\delta' = 790 ns$. Al tomar en cuenta este valor δ' en la generación de señales se logró adquirir una imagen con el led siempre encendido. En el manual de operación del módulo PXI [30] se reporta que, dependiendo de la elección de la base de tiempo del reloj, el tiempo de retraso suele ser de cientos de nanosegundos, lo cual es consistente con el resultado obtenido.

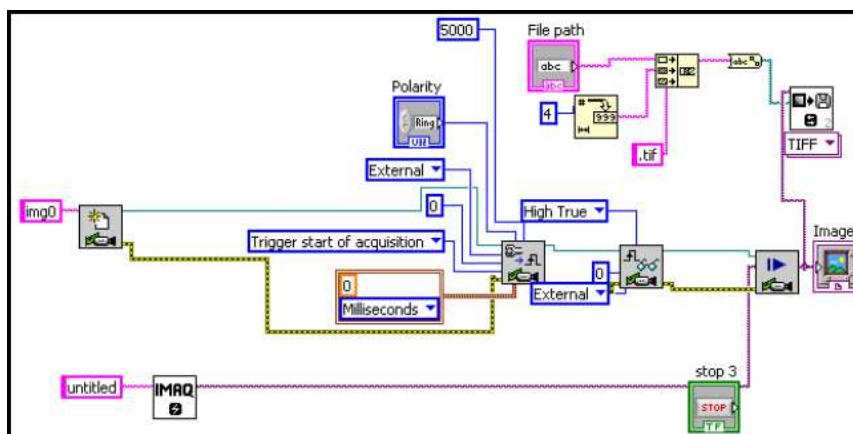


Figura 4.13: Panel Frontal del programa.

4.3.2. Calibración en potencia luminosa.

Dada la información registrada en una imagen se quieren deducir las propiedades de la nube de átomos. Para esto se requiere determinar la correspondencia que existe entre las cuentas registradas en cada pixel de la imagen y la potencia luminosa que arribó en ese pixel durante un cierto tiempo de exposición. Se espera que en un intervalo de valores de intensidad luminosa, el número de cuentas sea proporcional a la intensidad de la luz incidente.

Adquisición de imágenes.

Se hizo incidir sobre el chip CCD un haz con perfil gaussiano. Se usó un haz proveniente de un láser de diodo comercial New Focus con una longitud de onda de 780 nm, disponible en el laboratorio. Se montó el sistema óptico mostrado en la Figura (4.16) para obtener el perfil deseado. El haz pasa primero por un iris con el que se limita su tamaño. A continuación para colimar el haz se colocan un par de lentes con distancias focales de 5 mm y 7.5 mm, obteniendo una magnificación de 1.5. El tamaño del haz fue de un par de milímetros y cabía por completo en el chip CCD y en el detector de potencia cuya área sensible es de 7.9 mm

Antes de proyectar el haz sobre el chip se registró el valor de la potencia aumentando la corriente del diodo láser, las flechas grises en la Figura (4.16) indican el lugar en el que fue colocado la cabeza del detector. El detector se colocó delante del telescopio y se hizo una medición que se comparó con una medición hecha con el detector después del telescopio. En el intervalo de corriente de 2 mA a 35 mA no hubo variación en el valor de la potencia por lo que no fue significativo considerar el lugar de la detección en algún análisis posterior.

Con este arreglo experimental se procedió a tomar imágenes en las cuales se expusiera el chip CCD al haz a diferente intensidad y diferentes tiempos de obturación. Para variar la intensidad se varió la corriente del haz en pasos de 2 mA desde 0 mA hasta 44 mA y se tomó una imagen por cada tiempo de obturación. Los tiempos de obturación para los que se realizó la calibración en potencia luminosa fueron de $10\mu s$, $15\mu s$, $25\mu s$, $50\mu s$, $100\mu s$, $150\mu s$, $200\mu s$, $300\mu s$ y $400\mu s$. En la Tabla 2 se

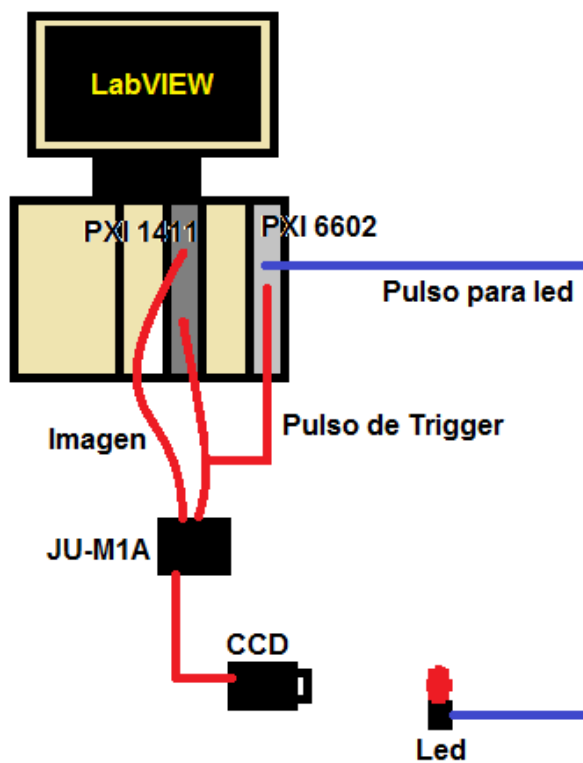


Figura 4.14: Diagrama experimental para calibración de tiempo de retraso

muestran los valores de corriente y potencia del haz.

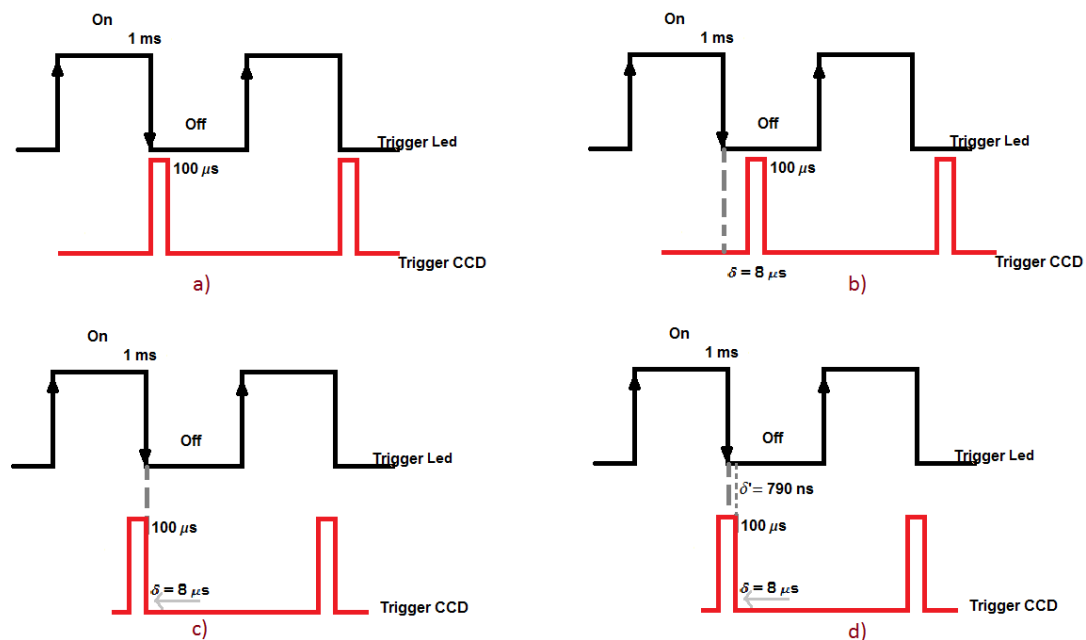


Figura 4.15: Señales utilizadas para calibración en tiempo.

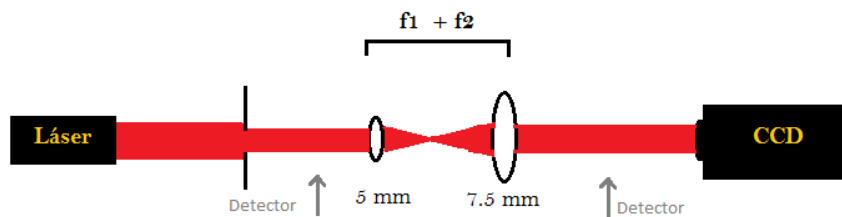


Figura 4.16: Diseño óptico para obtener haz gaussiano

Tabla 2. Valores de la corriente y potencia del haz.

Corriente (mA)	Potencia	Corriente (mA)	Potencia	Corriente (mA)	Potencia
00	3 nW	20	34 nW	33	233 nW
02	5 nW	22	44 nW	34	272 nW
04	7 nW	24	56 nW	35	320 nW
06	8 nW	26	76 nW	36	372 nW
08	10 nW	27	89 nW	37	447 nW
10	12 nW	28	102 nW	38	522 nW
12	14 nW	29	120 nW	39	606 nW
14	18 nW	30	143 nW	40	727 nW
16	22 nW	31	166 nW	42	978 nW
18	27 nW	32	195 nW	44	1340 μW

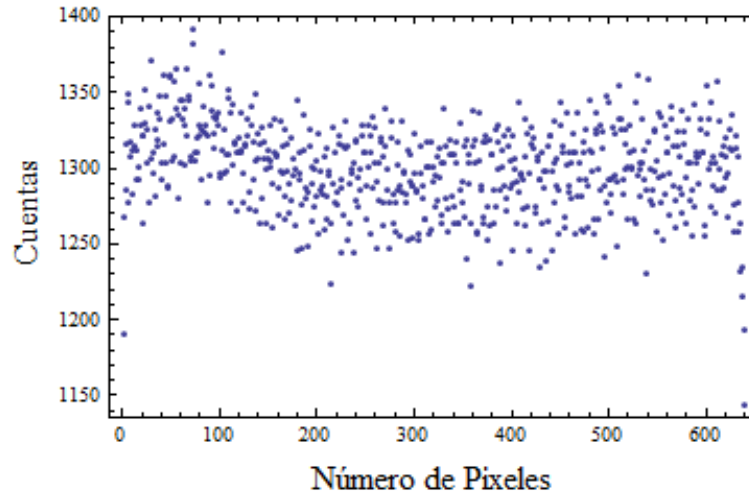


Figura 4.17: Bias de una imagen con un tiempo de exposición de $10 \mu s$. Esta imagen BIAS se resta a las imágenes adquiridas.

Análisis de imágenes

El análisis de imágenes se hizo mediante Mathematica. El código utilizado se muestra en el Apéndice A. De acuerdo con la teoría expuesta en la sección 3.1 se inició por conocer el bias. Sumando sobre los valores de todos los píxeles de cada columna en una imagen sin que sobre el chip incidiera luz se obtiene la gráfica de la Figura (4.17). En esta gráfica se observa que para cada píxel el número de cuentas generadas es diferente de cero aún cuando no hay luz incidente. Esto se debe a que aún sin la luz del láser, la cámara detecta la luz ambiental presente en el cuarto al momento de realizar la medición, lo cual constituye un bias en nuestra medición. Restando los valores obtenidos de la imagen de *bias* a las imágenes que se obtienen cuando se hace incidir luz sobre el chip se obtendrán imágenes sin *bias*. De esta forma el número de cuentas generadas por píxel será más confiable. La gráfica de la Figura (4.18) muestra, por ejemplo, el resultado de esta resta cuando sobre el chip incidía un haz láser con 3 nW de potencia, donde el valor de la desviación estándar es de 20.18 .

Una vez que se tienen imágenes sin *bias* se desea determinar la región de saturación del chip CCD y las constantes de proporcionalidad α para cada tiempo de obturación. Para empezar se suman² los píxeles en las direcciones vertical y horizontal para cada valor de la potencia y se obtiene la gráfica de la curva de saturación de la Figura (4.19) que corresponde a los puntos en rojo. Esta Figura muestra los resultados obtenidos para un tiempo de obturación de $10 \mu s$. El eje horizontal de la gráfica presenta la mitad de los valores reportados de la potencia de la tabla anterior ya que sólo las líneas pares (o nones) del CCD son registradas, pues las imágenes se obtienen en modo campo (ver pag. 22).

²Se hará referencia a esta suma como el valor de la integral.

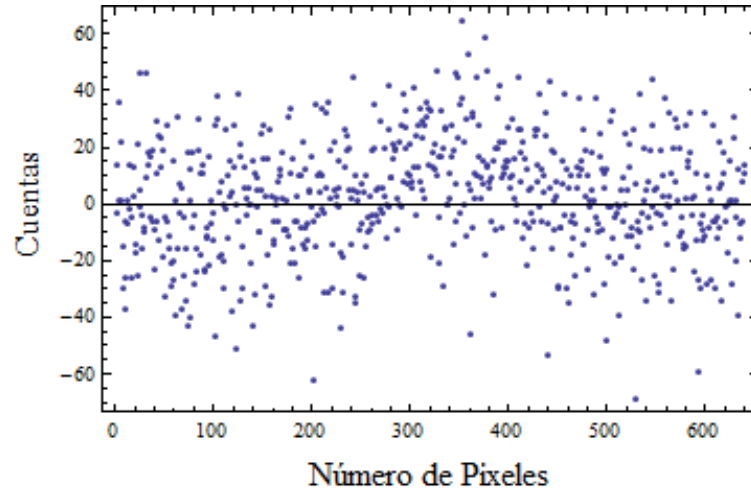
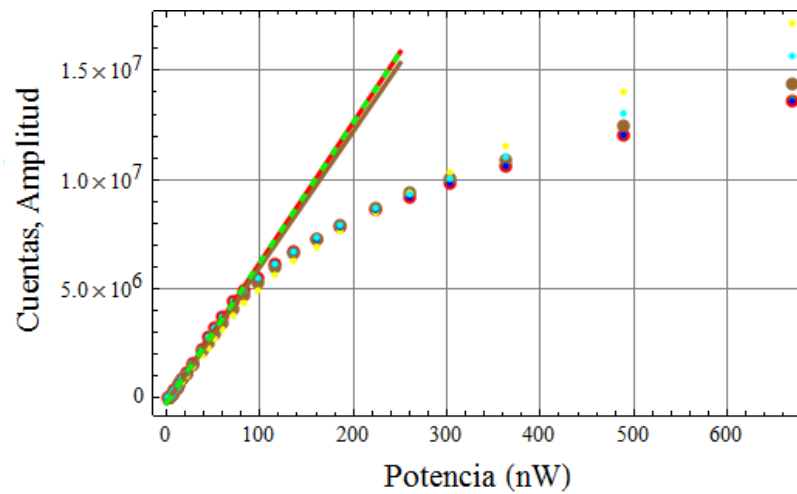


Figura 4.18: Resta de Bias para una imagen obtenida con una potencia incidente de 3 nW. El tiempo de exposición fue de $10 \mu\text{s}$. Cuya desviación estándar es de 20.18



La gráfica de saturación muestra dos regiones. Una parte que se ajusta satisfactoriamente a una línea recta seguida por la región de saturación. La parte de saturación inicia cuando la potencia que incide satura el valor de las cuentas que en cada pixel se pueden generar. En los dispositivos de obtención de imágenes, cada pixel se codifica mediante un conjunto de bits con una longitud determinada. Los pixeles de la cámara CCD se codifican con 8 bits, de manera que cada pixel admite hasta 256 variaciones de color, de 0 a 255 [31].

Para esta calibración en integración se obtuvo el valor de la pendiente de la línea recta que se ajusta a la parte previa a la saturación. La saturación en el CCD inicia a partir de 56 nW de potencia. El valor de la constante para cada tiempo de obturación se muestra en la primera columna de la Tabla 3 ($Pendiente_{Int}$). Los puntos en azul de la gráfica de la Figura (4.23) muestran estos resultados. El comportamiento lineal es de esperarse pues conforme aumenta el tiempo que el

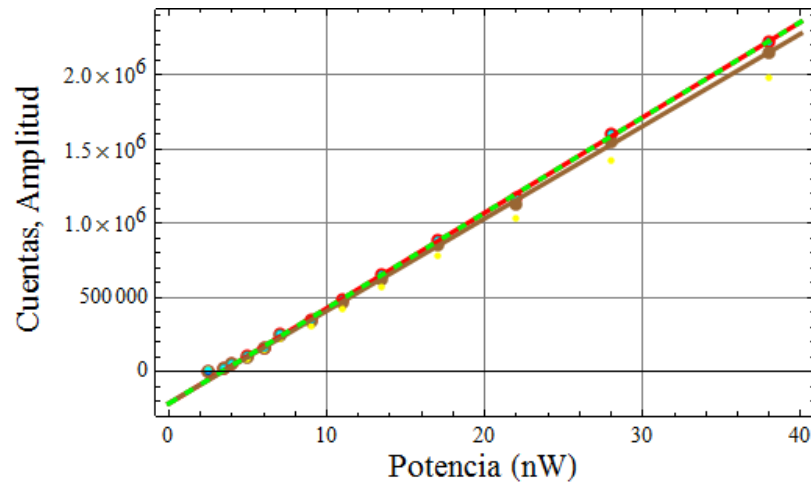


Figura 4.19: Curva de saturación. Tiempo de obturación de $10\mu s$. La gráfica de la derecha es un zoom a la parte a la que se hace el ajuste. Líneas a) Roja. Ajuste lineal para el valor de la integral que corresponde a los puntos en rojo. b) Café. Ajuste para amplitud de la función gaussiana de ajuste que corresponde a los puntos en café. d) Verde Punteada. Ajuste lineal para amplitud de la función gaussiana de ajuste restando la señal de fondo que corresponde a los puntos en verde.

obturador permanece abierto el número de cuentas aumenta y la pendiente de la recta de ajuste también aumenta.

Se desea ahora estudiar el perfil gaussiano en la dirección horizontal y vertical del haz. Para esto se suman los valores de todos los pixeles de la imagen en ambas direcciones y se hace un ajuste gaussiano para cada uno de los perfiles obtenidos, como se muestra en la Figura (4.20).

Una función gaussiana está dada por:

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi c^2}} e^{-\frac{(x-b)^2}{2c^2}} + d \quad (4.3)$$

donde A es la amplitud de la campana centrada en b con un ancho c y d representa la señal de fondo de la imagen.

La Figura (4.20) muestra una imagen adquirida y su respectivo ajuste gaussiano en la dirección horizontal y vertical. Los puntos azules son el resultado de sumar los valores de cada pixel línea por línea en la dirección horizontal y columna por columna en la dirección vertical. La línea roja es el ajuste a la función gaussiana y la línea verde es la diferencia entre los datos y el ajuste.

Se desea conocer ahora la constante de proporcionalidad en función de la amplitud A y la potencia. Primero se determina el elemento de imagen para el cual se inicia la saturación, se calcula la diferencia entre el ajuste gaussiano y los datos para cada imagen tomando la resta de los valores de los ajustes vertical y horizontal de los valores para cada columna o línea de pixeles según sea el caso. La resta se divide por el promedio del ajuste vertical y de los valores de cada pixel. Obteniendo así la diferencia relativa entre este ajuste y la señal original, Figuras (4.21) y (4.22).

Para determinar el elemento de imagen para el cual inicia la saturación, para el caso mostrado en las Figuras (4.21) y (4.22) este elemento de imagen corresponde al elemento 13 en el que el haz incide sobre el chip con una potencia de 76 nW, lo cual se indica mediante una línea vertical en cada gráfica. Esta información se utilizó para decidir cuántos puntos se incluyen en los ajustes lineales. A partir del elemento mencionado se observa que la diferencia relativa tiene un comportamiento muy variable. Esto sucede porque conforme se aumenta la potencia del haz el chip se satura completamente y deja de ser conveniente hacer este ajuste.

Conociendo la amplitud para cada ajuste en ambas direcciones se obtiene nuevamente la gráfica de la curva de saturación, que corresponde a los puntos en café de la gráfica de la Figura (4.19). Nuevamente se obtiene la pendiente de la recta en la parte previa a la saturación. Los valores obtenidos para la pendiente se muestran en la segunda columna de la Tabla 3 (*Pendiente_{Amp}*). Se grafica nuevamente el valor de la pendiente contra el tiempo de exposición y se obtienen los puntos en color rojo. Entre los puntos en color rojo y azul que corresponde a la constante de proporcionalidad de la integral se observa una diferencia. Esta diferencia radica en que para los datos en rojo se está considerando la señal de fondo que corresponde a d en la ecuación (4.3). Si se resta esta señal de fondo los ajustes para el número de cuentas generadas y para la amplitud (puntos negro-azul) coinciden. Los datos que se encuentran por debajo de estos corresponden a los valores para las pendientes del ajuste para la reconstrucción del haz que será descrito a continuación.

Tabla 3. Valor de la constante de proporcionalidad para cada análisis correspondiente con su tiempo de obturación.

Tiempo (μs)	Pendiente $_{Int}$ (Ctas/nW)	Error (Ctas/nW)	Pendiente $_{Amp}$ (Ctas/nW)	Error (Ctas/nW)	Pendiente $_{Rec}$ (Ctas/nW)	Error (Ctas/nW)
10	64259.6	433.8	62218.7	433.8	50936.8	18.5
15	64290.2	406.3	62511.5	407.4	51293.7	17.6
25	65624.7	493.8	63042.6	376.9	53295.5	18.7
50	68198.9	507.8	66035.5	465.7	55369.8	19.0
100	73442.6	535.5	71183.4	478.4	58278.7	20.3
150	78711.2	509.8	76099.3	497.8	62352.1	21.7
200	83352.8	505.1	80805.1	500.1	66444.8	22.0
300	94598.0	858.5	91086.2	548.1	74511.0	22.4
400	105475.0	756.4	99477.9	655.1	82972.2	22.9

Ajuste en dos dimensiones y reconstrucción del haz.

Para estimar el valor de la potencia incidente pixel por pixel es necesario realizar una reconstrucción del haz a partir de la potencia total en el haz y de su distribución espacial. La función gaussiana en dos dimensiones que se ajusta al haz está dada por la ecuación (4.4). Los nuevos parámetros ahora estarán dados por x_0 , y_0 (σx , σy). Para esto se tomaron los valores promedio de los parámetros b y c que son, respectivamente, las posiciones y los radios del perfil gaussiano en una dimensión obtenidos mediante los ajustes vertical y horizontal de cada imagen.

$$f(x, y) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma x^2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma x^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma y^2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma y^2}} + d \quad (4.4)$$

Este ajuste se utiliza para hacer la reconstrucción del haz y comparar los valores de intensidad incidentes en cada pixel de la imagen.

La reconstrucción del haz se hace integrando la ecuación (4.4) pixel por pixel, reescalando x_0 y y_0 al tamaño del chip CCD y de los pixeles y se identifica la amplitud de la gaussiana con la intensidad (potencia por unidad de área) del haz incidente. Este arreglo obtenido para cada imagen se compara con la imagen obtenida correspondiente y se obtiene la gráfica de la Figura (4.24) que muestra el número de cuentas generada por pixel de acuerdo a la potencia incidente. Esa figura corresponde a un tiempo de obturación de 10 μs y a una potencia del haz de 120 nW. Para 255 cuentas por pixel la imagen esta completamente saturada. Esta gráfica es similar a la gráfica de la Figura (4.19) solo que ahora se tiene la gráfica pixel por pixel. Para la parte que no esta saturada se ajusta una línea recta para obtener el valor de la pendiente y asi conocer la constante de proporcionalidad entre el número de cuentas generadas por pixel po watt. La línea verde corresponde al ajuste lineal de estos

datos. En la tercer columna de la Tabla 3 y en la Figura (4.23) se muestran los valores para las pendientes en cada tiempo de obturación.

Para esta imagen se hace el ajuste lineal y el valor de la pendiente da la constante de proporcionalidad entre la cuentas por pixel por Watt. Los valores de la pendiente se grafican en la Figura (4.19). En todos los casos, los valores quedan por debajo de los obtenidos para la calibración anterior, debido a la forma en la que se esta haciendo la reconstrucción de la imagen. Esto se debe posiblemente a que la forma en que se hace el proceso de reconstrucción no se está incluyendo el tiempo que el obturador de la cámara permanece abierto. Al incluir el tiempo de exposición se considerará que en cada imagen incide diferente cantidad de luz, conforme aumenta este tiempo la cantidad de cuentas generadas también aumenta. Se tendrá por tanto un aumento en el valor de la constante de proporcionalidad estimada.

En la Figura (4.25) se muestran el haz incidente sobre el chip, el haz reconstruido y la diferencia entre ambas. El chip de la cámara está protegido por una mica, las manchas que se distinguen en la imagen del haz incidente son partículas de polvo que quedaron adheridas a la mica. Para obtener el porcentaje de diferencia que existe primero se tomó el valor mínimo y máximo de cuentas registradas por pixel tanto para la imagen adquirida como para la reconstrucción. La desviación estándar de la diferencia entre la imagen reconstruida y la imagen adquirida fue menor a cinco unidades. Comparado con el rango máximo de la imagen adquirida que fue de 240 unidades, se obtiene que el error corresponde al 2%. La diferencia principal entre la imagen reconstruida y la adquirida recae en que al aumentar la potencia del haz, este va creciendo en tamaño y el iris utilizado para colimar el haz deja de ser útil. Como se observa en la Figura a) (4.25) el haz empieza a crecer hacia abajo.

Hasta aquí se tiene una completa caracterización de la cámara CCD. Se han determinado el tiempo mínimo de obturación y el tiempo de retraso en sincronía. Se completó la calibración en intensidad determinando primero la potencia de saturación del chip CCD. Se obtuvieron los valores de las constantes de proporcionalidad α . Están son las constantes que se requieren para poder aplicar la técnica de obtención de imágenes por saturación.

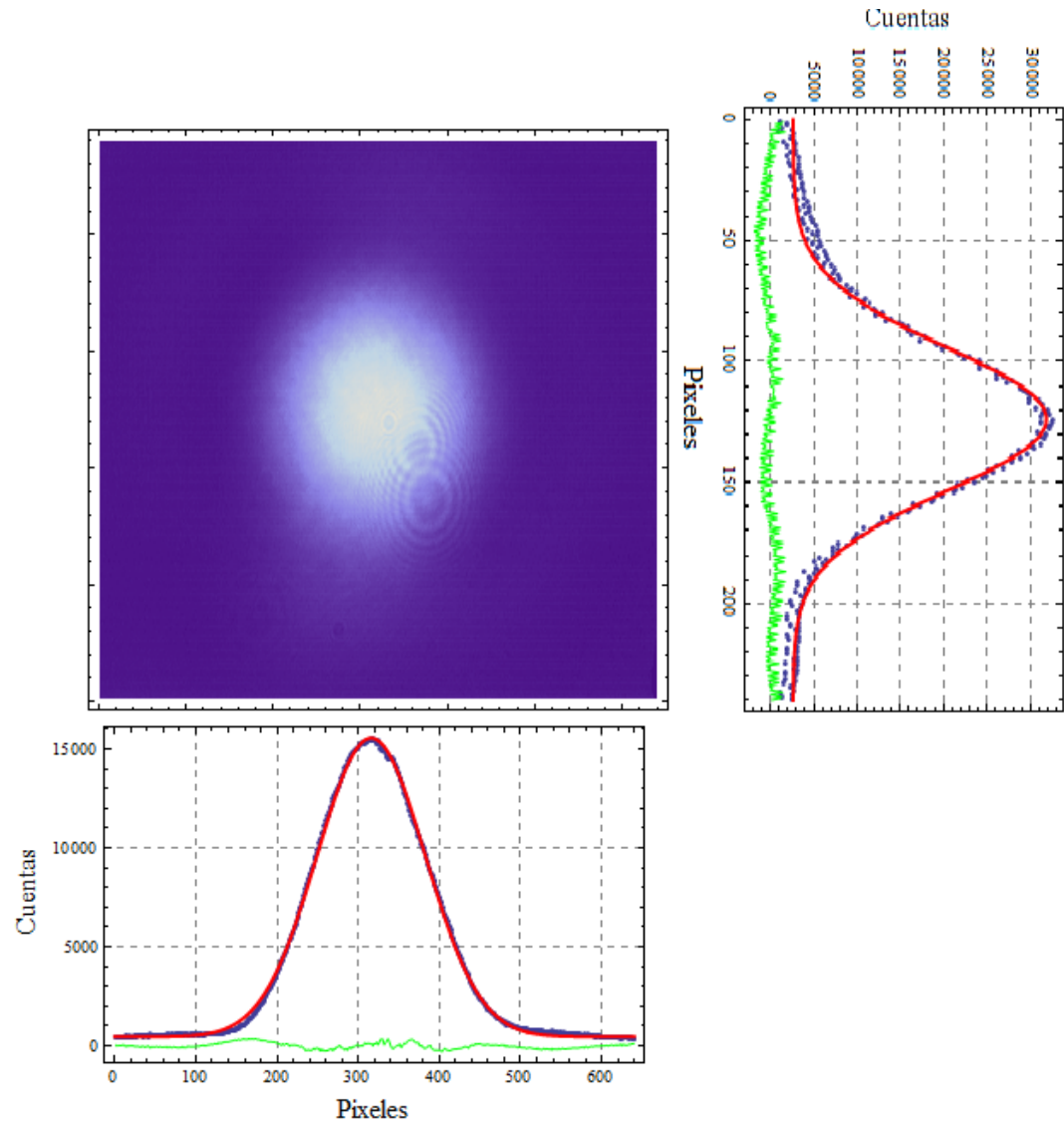


Figura 4.20: Imagen del haz con los ajustes vertical y horizontal. Imagen adquirida con un tiempo de obturación de $10 \mu\text{s}$ y con una potencia incidente de 76 nW . Puntos azules: Suma de los valores de los píxeles en cada dirección. Línea roja: Función gaussiana de ajuste. Línea verde: Diferencia entre datos y ajuste.

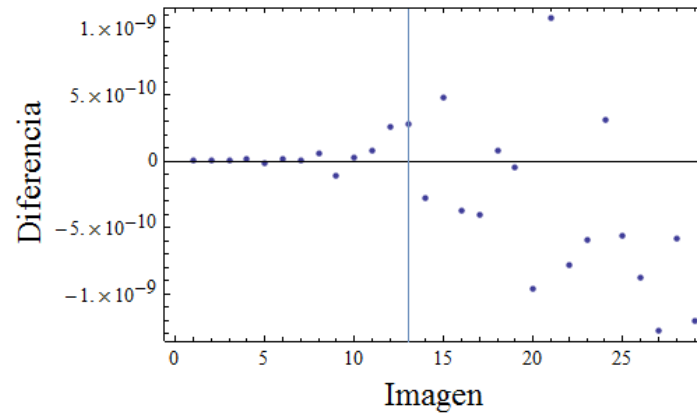


Figura 4.21: Diferencia vertical. Antes de llegar a la línea vertical, que corresponde al elemento 13, se tiene un buen ajuste.

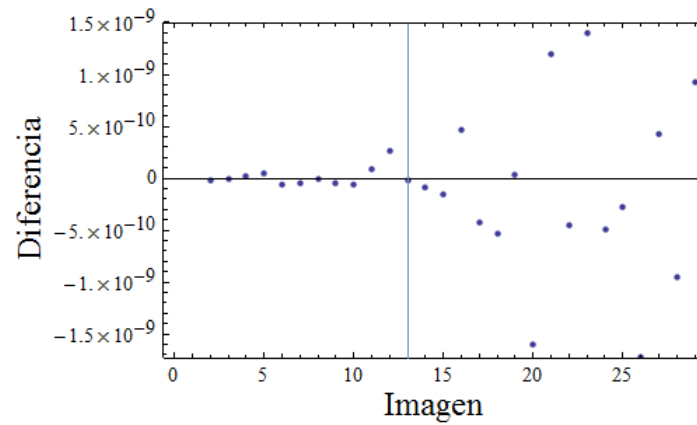


Figura 4.22: Diferencia Horizontal. Hasta el elemento 13 se tiene un buen ajuste.

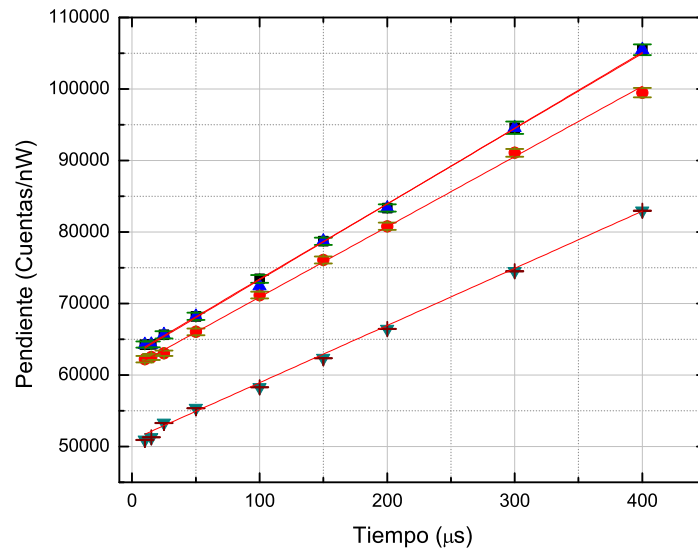


Figura 4.23: Gráfica de Tiempo contra Pendiente. Valor de la constante de proporcionalidad que determina la intensidad del haz incidente sobre el chip como función de las cuentas que la cámara asigna a cada pixel. Azul: Integral. Rojo: Amplitud. Negro Amplitud menos señal de fondo.

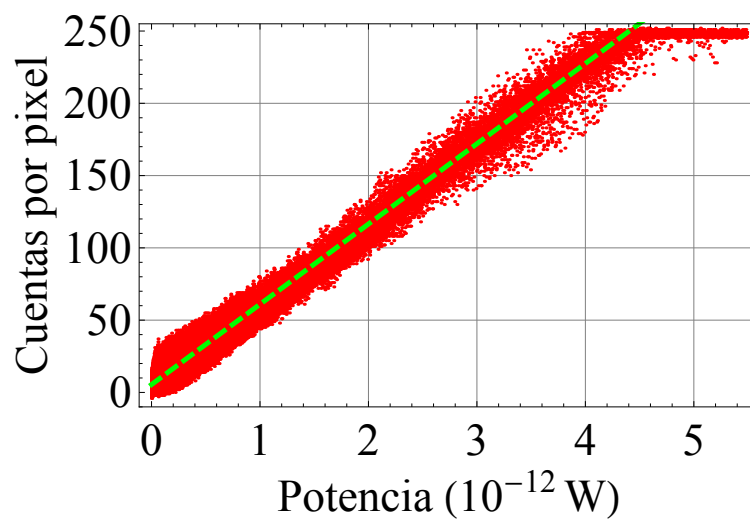


Figura 4.24: Resultado de la reconstrucción del haz pixel por pixel. Tiempo de exposición $10 \mu\text{s}$, intensidad de haz incidente 120 nW .

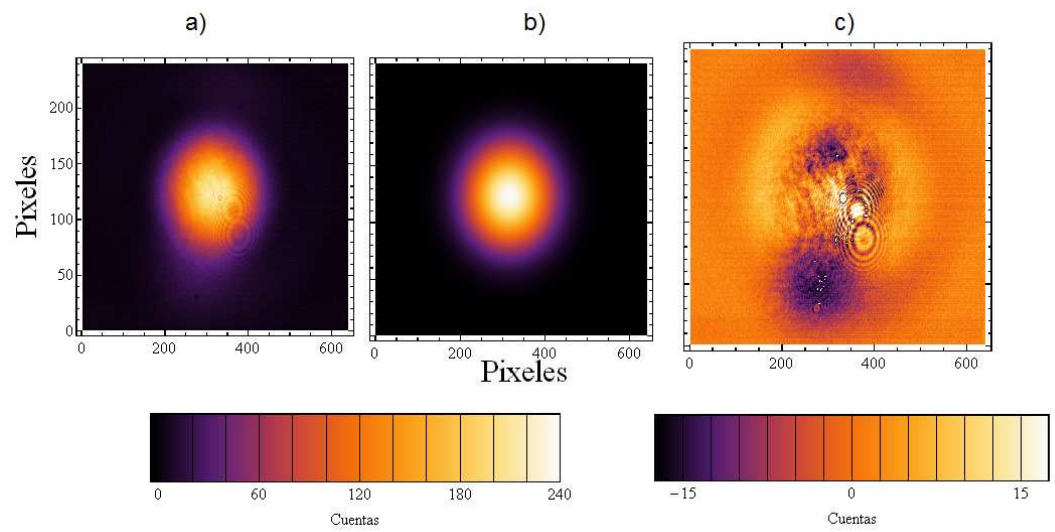


Figura 4.25: a) Haz incidente sobre el chip. b) Haz reconstruido. c) Diferencia

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se han discutido los fenómenos físicos presentes en el enfriamiento y atrapamiento de átomos en una MOT. La descripción física y espectroscópica del átomo de rubidio también fue presentada. De igual forma se discutieron las diferentes técnicas de obtención de imágenes que pueden realizarse en una MOT para la caracterización de la muestra atómica. Se enfatiza en la técnica de obtención de imágenes por absorción pues en un futuro se pretende incorporar esta técnica junto con la técnica de tiempo de vuelo para caracterizar la nube atómica atrapada en la MOT que está en nuestro laboratorio.

Se ha descrito detalladamente el funcionamiento y la caracterización del sistema de obtención de imágenes. Iniciando por el programa de adquisición de imágenes que, gracias a que el pulso de obturación se genera del módulo contador temporizador, es posible sincronizar la adquisición de imágenes con el reloj interno de la computadora y a su vez generar hasta siete pulso más. La calibración de la cámara consistió en determinar primero el tiempo de mínima obturación obteniendo como resultado $4\mu s$. Este resultado permite utilizar la cámara con un amplio rango en tiempo de obturación. Controlando de forma sincronizada la generación de dos señales provenientes del mismo módulo PXI, se determinó que existe un tiempo de retraso entre estas señales de $8.6\ \mu s$. Posteriormente se determinó que el tiempo de retraso entre el pulso de disparo del CCD y el inicio de obturación es de $780\ ns$. Resultado consistente con la información sobre el manual del módulo PXI. Se diseñó un sistema de colimación del haz para obtener un perfil gaussiano y ajustar una función gaussiana al haz de esta forma se realizó la caracterización en potencia luminosa incidente sobre el chip CCD. Se obtuvo primero la constante de proporcionalidad relacionada con el número de cuentas y la potencia incidente sobre el chip sumando sobre todos los pixeles en dirección vertical y horizontal. Posteriormente ajustando la función gaussiana al haz se obtuvo de nuevo la constante de proporcionalidad identificando la amplitud de la gaussiana con la intensidad del haz incidente sobre el chip. Cada análisis se hizo para diferentes tiempos de obturación desde $10\mu s$ hasta $400\mu s$ y se determinó que la potencia donde inicia la saturación corresponde a $56\ nW$. El rango de valores de la constante de proporcionalidad obtenida va desde $64259.6 \pm 433.8\ Ctas/nW$ y hasta

105475 ± 756.4 Ctas/nW para el análisis de los valores de la integral de la imagen y un rango de 6218.7 ± 433 Ctas/nW a 99477.9 ± 655.1 Ctas/nW. Al tener consistencia en ambos resultados, se procedió a hacer la reconstrucción del haz pixel por pixel para determinar el valor de la constante de proporcionalidad de la potencia incidente en función de las cuentas por pixel. En este último análisis, se encontró una diferencia con respecto a los análisis anteriores de aproximadamente 10 000 Ctas/nW, esto se ha debido al hecho de no considerar en el programa de análisis el tiempo que el chip se expone a la radiación. Análisis que se realizará en un futuro.

Hasta ahora se tiene la descripción y calibración completa del sistema de obtención de imágenes. Este sistema está listo para ser implementado como parte del experimento de la MOT e iniciar con la adquisición de imágenes por absorción. El programa de obtención de imágenes permitirá sincronizar las señales restantes para tener un control completo de los procesos que se encargan de controlar el funcionamiento de la MOT. El programa también puede ser incluido dentro de otro programa que se encargue de hacer la generación de señales para controlar y sincronizar la adquisición de imágenes con otros procesos como el apagado y encendido del campo magnético y la obturación del haz de detección.

Apéndice

.1. Programa de análisis de imágenes

A continuación se muestra el programa en Mathematica, utilizado para el análisis de las imágenes adquiridas para la calibración en intensidad.

Se leen los datos y se identifica la señal de fondo:

```

$HistoryLength = 10;

powrs = {3, 5, 7, 8, 10, 12, 14, 18, 22, 27, 34, 44, 56, 76, 89, 102, 120, 143, 166, 195, 233,
        272, 320, 372, 447, 522, 606, 727, 978, 1340};
(*nW*)

SetDirectory["C:\\Users\\hpdv5\\Documents\\ADATA\\Laboratorio\\Imágenes\\150311_complete\\10\\"]
FileNames["*.tif"]
data = ({#[1] & /@ #} & /@ Import[#, "Data"]) & /@ FileNames["*.tif"];

■ Análisis de la señal de fondo

dataB = (data[#] - data[1]) & /@ Range[2, Length[data]];

ListDensityPlot[data[1], PlotRange -> {0, 255}, AspectRatio -> 240 / 640]
ListPlot[Plus @@ data[1], FrameLabel -> (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Número de Pixeles", "Cuentas"}),
        FrameStyle -> Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame -> True]
ListPlot[Plus @@ Transpose[data[1]],
        FrameLabel -> (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Pixeles", "Cuentas"}),
        FrameStyle -> Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame -> True]
ListPlot[Plus @@ dataB[1],
        FrameLabel -> (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Número de Pixeles", "Cuentas"}),
        FrameStyle -> Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame -> True]
ListPlot[Plus @@ dataB[10], FrameLabel -> (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Pixeles", "Cuentas"}),
        FrameStyle -> Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame -> True, GridLines -> Automatic,
        GridLinesStyle -> Directive[Gray, Dashed, AbsoluteThickness[0.25]]]
ListPlot[MapThread[{#1, #2} &, {powrs[[2 ;; 30]], (Plus @@ Plus @@ #) & /@ dataB}],
        FrameLabel -> (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Potencia (nW)", "Cuentas"}),
        FrameStyle -> Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame -> True]

```

Se escribe la función gaussiana a la que se hará el ajuste del perfil del haz incidente. Se hace la integración en las direcciones horizontal y vertical:

Ajustes

c = .

$$f[x_] := \frac{A}{\sqrt{2\pi c^2}} e^{-\frac{(x-b)^2}{2c^2} + d}$$

$$f2D[x_, y_] := A \frac{1}{\sqrt{2\pi \sigma_x^2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi \sigma_y^2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2} + d}$$

(*d es el background*)

■ Integral vertical

```
verInt = (Plus @@ #) & /@ dataB;
```

```
verSumFit = FindFit[#, f[x], {{A, 10^6}, {b, 330}, {c, 70}, {d, 10}}, x] & /@ verInt;
```

```
difsVerInt = Table[({f[#] /. verSumFit[[i]]} - verInt[[i, #]]) & /@ Range[Length[verInt[[i]]]],  
{i, Range[Length[verInt]]}];
```

```
difsVerIntRel =
```

```
Table[({f[#] /. verSumFit[[i]]} - verInt[[i, #]]) / (((f[#] /. verSumFit[[i]]} + verInt[[i, #]]) / 2) & /@  
Range[Length[verInt[[i]]]], {i, Range[Length[verInt]]}];
```

```

imgs =
Show[{ListPlot[verInt[#]], Plot[f[x] /. verSumFit[#], {x, 0, 640}, PlotStyle -> {Thick, Red}],
      ListPlot[difsVerInt[#]], PlotStyle -> Green, Joined -> True]], PlotRange -> All,
PlotLabel -> #, FrameLabel -> (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Píxeles", "Cuentas"}),
FrameStyle -> Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame -> True, GridLines -> Automatic,
GridLinesStyle -> Directive[Gray, Dashed, AbsoluteThickness[0.20]]] & /@ Range[Length[verInt]]

ListPlot[#, PlotRange -> {-1, 1}] & /@ difsVerIntRel
ListPlot[(Plus @@ #) & /@ difsVerInt, PlotRange -> All,
FrameLabel -> (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Imagen", "Diferencia"}),
FrameStyle -> Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame -> True]

Mean[#] & /@ difsVerInt
StandardDeviation[#] & /@ difsVerInt

■ Calibración con base en integración vertical

(A /. #) & /@ verSumFit
{3006.16, 19590.1, 53486.5, 96281.2, 156476., 240210., 333358., 462330., 624961., 850253.,
1.12937 × 106, 1.55284 × 106, 2.15234 × 106, 2.52592 × 106, 2.94379 × 106, 3.44317 × 106, 4.0979 × 106,
4.68838 × 106, 5.29103 × 106, 6.02148 × 106, 6.64002 × 106, 7.27121 × 106, 7.90256 × 106,
8.69158 × 106, 9.37735 × 106, 1.00713 × 107, 1.09042 × 107, 1.24928 × 107, 1.44037 × 107}


$$\left( \int_1^{640} (f[x] /. #) dx \right) \& /@ \text{verSumFit};$$


lm = LinearModelFit[MapThread[{{#1/2, #2} &, {powrs[2 ;; 30]}, (Plus @@ Plus @@ #) & /@ dataB}][
3 ;; 13], x, x]
lmA = LinearModelFit[MapThread[{{#1/2, #2} &, {powrs[2 ;; 30]}, (A /. #) & /@ verSumFit}][3 ;; 13],
x, x]

lm["ParameterTable"]

```

```
ListPlot[lm["FitResiduals"]]
Show[{{ListPlot[MapThread[{{#1/2, #2} &, {powrs[2 ;; 30], (Plus @@ Plus @@ #) & /@ dataB}],
  PlotStyle -> {PointSize[.02], Red}],
  ListPlot[MapThread[{{#1/2, #2} &, {powrs[2 ;; 30], (A /. #) & /@ verSumFit}], PlotStyle -> Green],
  ListPlot[MapThread[{{#1/2, #2} &, {powrs[2 ;; 30],  $\left(\int_1^{640} (f[x] /. #) dx\right)$  & /@ verSumFit}],
  PlotStyle -> Blue}], Plot[Normal[lm], {x, 0, 100}],
  Plot[Normal[lmA], {x, 0, 100}, PlotStyle -> Green]},
  FrameLabel -> (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Potencia (nW)", "Cuentas, Amplitud"}),
  GridLines -> Automatic, GridLinesStyle -> Directive[Gray, AbsoluteThickness[0.25]],
  Frame -> True]
```

■ Integral horizontal

```
horInt = Plus @@ Transpose[#] & /@ dataB;
horSumFit = FindFit[#, f[x], {{A, 107}, {b, 150}, {c, 70}, d}, x] & /@ horInt;
horSumFit
MapThread[{{#1, #2} &, {powrs[2 ;; 30], (A /. #) & /@ horSumFit}]
difsHorInt = Table[({f[#] /. horSumFit[[i]]} - horInt[[i, #]]) & /@ Range[Length[horInt[[i]]],
  {i, Range[Length[horInt]]}];
difsHorIntRel =
  Table[({f[#] /. horSumFit[[i]]} - horInt[[i, #]]) / (((f[#] /. horSumFit[[i]]} + horInt[[i, #]]) / 2) & /@
  Range[Length[horInt[[i]]], {i, Range[Length[horInt]]}];
imgs2 =
  Show[{{ListPlot[horInt[[#]]], Plot[f[x] /. horSumFit[[#]], {x, 0, 240}, PlotStyle -> {Thick, Red}],
  ListPlot[difsHorInt[[#]], PlotStyle -> Green, Joined -> True]}, PlotRange -> All,
```

```

PlotLabel → #, Framelabel → (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Píxeles", "Cuentas"}),
FrameStyle → Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame → True, GridLines → Automatic,
GridLinesStyle → Directive[Gray, Dashed, AbsoluteThickness[0.25]] & /@ Range[Length[horInt]]
$Aborted[]

imgs2[[14]]
ListPlot[#, PlotRange → {-1, 1}, Framelabel → (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"N", "Diferencia"}),
FrameStyle → Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame → True, GridLines → Automatic,
GridLinesStyle → Directive[Gray, Dashed, AbsoluteThickness[0.25]] & /@ difsHorIntRel
ListPlot[(Plus @@ #) & /@ difsHorInt,
FrameLabel → (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Imagen", "Diferencia"}),
FrameStyle → Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame → True]
Mean[#] & /@ difsHorInt
StandardDeviation[#] & /@ difsHorInt
■ Calibración con base en integración horizontal
ListPlot[{MapThread[{#1/2, #2} &, {powrs[[2 ;; 30]], (Plus @@ Plus @@ #) & /@ dataB}],
MapThread[{#1/2, #2} &, {powrs[[2 ;; 30]], (A /. #) & /@ verSumFit}],
MapThread[{#1/2, #2} &, {powrs[[2 ;; 30]], (A /. #) & /@ horSumFit}], PlotStyle → Thick,
FrameLabel → (Style[#, "Arial", 14] & /@ {"pixel", "cuentas"}),
FrameStyle → Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame → True, GridLines → Automatic,
GridLinesStyle → Directive[Gray, Dashed, AbsoluteThickness[0.25]]]
■ Ajuste en 2D
guess2D = {x0 → Mean[b /. verSumFit[[3 ;; 14]], ox → Mean[c /. verSumFit[[3 ;; 14]],
y0 → Mean[b /. horSumFit[[6 ;; 14]], oy → Mean[c /. horSumFit[[6 ;; 14]]]
{x0 → 320.07, ox → 67.6022, y0 → 125.08, oy → 32.0567}

```



```

{x0 → 320.0703993859168`, ox → 67.60221394183355`, y0 → 125.08005656819316`,
 oy → 32.05672425013851`}
{x0 → 320.07, ox → 67.6022, y0 → 125.08, oy → 32.0567}

guess2D = MapThread[Join[#1, #2] &, {{x0 → b, ox → c} /. verSumFit, {y0 → b, oy → c} /. horSumFit}]
verSumFit
Length[guess2D]
Length[dataB]
29

nlm2D = Table[NonlinearModelFit[Flatten[Array[{{#1, #2, dataB[[i, #2, #1]]} &, {640, 240}], 1],
 f2D[x, y] /. guess2D[[i]], {{A, 106}, {d, 0}}, {x, y}], {i, 1, Length[dataB]}];

fit2D = #["BestFitParameters"] & /@ nlm2D
Plot3D[f2D[x, y] /. guess2D[[14]] /. fit2D[[15]], {x, 0, 640}, {y, 0, 240}, PlotRange → {-1, 220},
 AxesLabel → {"Píxeles", "Píxeles", "Píxeles"}]
ListPlot[Plus @@ dataB[[10]], FrameLabel → (Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Píxeles", "Cuentas"}),
 FrameStyle → Directive[AbsoluteThickness[1]], Frame → True, GridLines → Automatic,
 GridLinesStyle → Directive[Gray, Dashed, AbsoluteThickness[0.25]]]

ListPlot3D[dataB[[14]], PlotRange → All, Mesh → None]
DensityPlot[f2D[x, y] /. guess2D[[15]] /. fit2D[[1]], {x, 0, 640}, {y, 0, 240}, PlotRange → {-1, 255},
 AspectRatio → 240 / 640]
veo = Array[(f2D[#, #1] /. guess2D[[15]] /. fit2D[[15]]) &, {240, 640}];
ListDensityPlot[veo, PlotRange → {-1, 255}, AspectRatio → 240 / 640]
ListDensityPlot[veo - dataB[[15]], PlotRange → {-37, 47}, AspectRatio → 240 / 640]
Plus @@ Flatten[(veo - dataB[[15]])]

```

Se reescala el ajuste obtenido en una dimension a dos dimensiones considerando el tamaño del chip CCD y el tamaño de los pixeles:

■ **Reconstrucción del haz**

```

f2Dint[{xi_, xf_}, {yi_, yf_}] =  $\left( \int_{yi}^{yf} \int_{xi}^{xf} (f2D[x, y] - d) \, dx \, dy \right);$ 

lx = 8.6 10-6;
lz = 8.3 10-6;
pixNx = 640;
pixNz = 480;
103 lx pixNx
103 lz pixNz

rescale = {x0 → x0 lx, y0 → y0 2 lz, ox → ox lx, oy → oy 2 lz};

DensityPlot[(f2D[x, y] - d) /. rescale /. guess2D /. A → powrs[[16]], {x, 0, 640 lx},
  {y, 0, 480 lz}, PlotRange → All, AspectRatio → (lz pixNz) / (lx pixNx)]

num = 100; ListPlot[{Mean[Flatten[Transpose[#][[1 ;; num, 1 ;; num]]] & /@ dataB, d /. fit2D]}
guess2D
(f2D[x lx, y lz] - d)
DensityPlot[(f2D[x lx, y lz] - d) /. rescale /. guess2D /. A → powrs[[16]], {x, 0, 640},
  {y, 0, 480}, PlotRange → All, AspectRatio → (lz pixNz) / (lx pixNx)]

Length[powrs]
Length[dataB]
Length[guess2D]

data =.
veo =.

```

```

powArray =
  Table[
    Array[
      (f2Dint[{{#2 - 1} lx, #2 lx}, {(2 #1 - 2) lz, (2 #1 - 1) lz}] /. rescale /. guess2D[[i]] /.
        A -> powrs[[i + 1]]] &, {240, 640}], {i, 1, Length[dataB]}];

powArray >> powArrayIndvd125.m

powArrayRd = << powArray.m

Length[powArrayIndvd1]
0

ListDensityPlot[powArray[[15]], PlotRange -> All, AspectRatio -> 480 / 640]
ListDensityPlot[powArray[[#]], PlotRange -> All, AspectRatio -> 480 / 640] & /@ Range[Length[dataB]]
Dimensions[powArray]
Dimensions[dataB]
{29, 240, 640}
{29, 240, 640}

images =
ListPlot[MapThread[{{#1, #2} &, {Flatten[powArray[[#]]] 10-9, Flatten[dataB[[#]]]}],
  PlotStyle -> {Red, PointSize[Tiny]}, PlotRange -> {All, {-10, 255}}, GridLines -> Automatic,
  Frame -> True,
  FrameLabel -> {Style[#, "Arial", 16] & /@ {"Potencia (W)", "Cuentas por pixel"}}] & /@
  Range[Length[dataB]]
ListPlot[MapThread[{{#1, #2} &, {Flatten[powArray[[#]]] 10-9, Flatten[dataB[[#]]]}] & /@
  Range[Length[dataB]], PlotRange -> {All, {-10, 255}}, GridLines -> Automatic, Frame -> True]

```

Bibliografía

- [1] Steven Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable. *Experimental observation of optically trapped atoms*. Phys. Rev. Lett. 57, 314-317 (1986)
- [2] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard. *Trapping of Neutral-Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett. 59, 2631 (1987).
- [3] Sitio web del Premio Nobel. URL: <http://nobelprize.org/nobelprizes/physics/laureates/1997/press.html>
[Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [4] David J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics* (Prentice Hall, United States of America, 1999).
- [5] *Atomic Physics*. Oxford Univeristy Press, 2004.
- [6] Luis A. Orozco. *Laser cooling and trapping of neutral atoms..* Notas de su curso impartido en la Escuela Latinoamericana de Física en la Ciudad de México en 1998.
- [7] Arthur Beiser, *Concepts of Modern Physics* (McGraw Hill, Asia, 2003).
- [8] Carl Wieman and Gwenn Flowers. *Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories* Am. J. Phys. **63** (4). April 1995
- [9] T. Hänsch and A. Schawlow. *Cooling of Gases by Laser Radiation*. Opt. Commun. **13**, 68 (1975)
- [10] Min Sun Yoon. *Experiments on magnetic trasprt, magnetic trapping and Bose-Einstein Condensation*. PhD thesis, University of Oxford 2009.
- [11] J Dalibard and C. Cohen-Tennudji. *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. Opt. Soc. Am. B 2023.
- [12] P. van der Straten and H. Metcalf. *Laser cooling and trapping of atoms*. J. Opt. Soc. Am. B, 20, 5 (2003).
- [13] Wavelength, Transition Probabilities and Energy Levels for the Spectra of Rubidium. J. E. Sansonetti. National Institute of Standars and Technology, Gaithersburg.

- [14] Rubidium D2 Line. Graham Purves, Charles Adams, Ifan Hughes. Disponible en internet: <http://massey.dur.ac.uk/research/magnetometry/RbD2line/RbD2line.html>. [Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [15] Rubidium D line Data. Disponible en internet. URL: <http://steck.us/alkalidata/> [Fecha de acceso: 30/06/2011]
- [16] Luis de la Peña, *Introducción a la mecánica cuántica* (Fondo de Cultura económica. pp 528.)
- [17] Cristian Adán Mojica, *Control digital de los láseres de atrapamiento utilizados en una trampa magneto óptica*. Tesis de maestría 2011. Posgrado en ciencias físicas, UNAM.
- [18] Ketterle W., Durfee D.S. and Stamper-Kurn D.M., *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates* (arXiv: 0801.2500v1) 1999.
- [19] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, and C. J. Foot, et al. *Phase space density in the magneto-optical trap*. Phys. Rev. A, 52, 1423 (1995).
- [20] Sitio web del Premio Nobel. URL: <http://nobelprize.org/nobelprizes/physics/laureates/1953/>. [Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [21] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge Press, UK, 2002).
- [22] Sitio web del Premio Nobel. URL: <http://nobelprize.org/nobelprizes/physics/laureates/2009/sci.html>. [Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [23] Michael Robin Matthews. *Two-Component Bose-Einstein Condensation*. PhD thesis, B.S., University of Texas, 1999.
- [24] CCD Gain: Theory. Disponible en internet en: <http://www.astro.umd.edu/veilleux/ASTR310/fall06/ccdtheory.pdf>. [Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [25] Manual de la cámara CCD Hitachi KPM2A. Disponible en internet. URL: <http://hitachikokusai.com/idc/groups/hitachikokusai/documents/supportingdocumentpdf/poc007290.pdf> [Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [26] LabVIEW Data Aquisitions Basics Manual.
- [27] Counter Timer Overview Manual. <http://zone.ni.com/devzone/cda/tut/p/id/4811> [Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [28] NI PXIe-1062Q. Disponible en internet en: <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/es/nid/202664>. [Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [29] What Is PXI?. Disponible en internet en: <http://www.ni.com/labview/whatis/esa/>. [Fecha de acceso: 03/06/2011]

- [30] Información sobre el módulo PXI. Disponible en internet. URL: <http://digital.ni.com/manuals.nsf/websearch/88FBEE51F880B52C86256E5B006FE505> [Fecha de acceso: 03/06/2011]
- [31] Pixel. Disponible en internet en: URL: <http://es.wikipedia.org/wiki/Pixel> [Fecha de acceso: 03/06/2011]