



Universidad Autónoma de
San Luis Potosí

Instituto de Física



Reinstalación de la trampa atómica en el
Laboratorio de Átomos Fríos

TESIS

Que para obtener el título de
Maestro en Ciencias (Física)

PRESENTA

Haydee Guadalupe Ochoa Campos

Asesor

Dr. Eduardo Gómez García

San Luis Potosí, S. L. P.

17/07/2023



Reinstalación de la trampa atómica del Laboratorio de Átomos Fríos por Haydee Guadalupe Ochoa Campos se distribuye bajo una Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-SinDerivadas 4.0 Internacional.

Título: Reinstalación de la trampa atómica en el Laboratorio de Átomos Fríos.

Estudiante: L. F. Haydee Guadalupe Ochoa Campos

COMITÉ

Dr. Faustino Aguilera Granja

Sinodal

Dr. John Alexander Franco Villafañe

Sinodal

Dr. Bernardo José Luis Arauz Lara

Sinodal

Dr. Eduardo Gómez García

Asesor

*Para mis padres y mi hermana,
quienes son mi apoyo más grande y motivación.*

Y mi abuelita, que desde el cielo me cuida.

Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer a Dios, por no dejarme sola en ningún momento, por darme la oportunidad de vivir experiencias que jamás hubiera imaginado y por poner en mi camino a personas tan maravillosas, en quienes me he podido apoyar.

A mi familia: mis padres, mi hermana y mis dos pequeños. Que han estado para mí en mis éxitos y caídas, dándome su apoyo incondicional y siendo mi motor para superarme cada vez más. Y a mi abuelita, que desde el cielo sigue velando por mí.

Al Dr. Eduardo Gómez, por ver en mí la capacidad, que no sabía que tenía, de desempeñarme como física experimental, y dejar en mis manos este proyecto; y por todo lo que me ha enseñado a lo largo de mi estancia en su laboratorio.

A mis compañeros de laboratorio, por su hospitalidad y su amabilidad, por ser pacientes al momento de explicarme las técnicas experimentales y ser un grupo tan unido al que no dudaron en integrarme.

Por último, pero no menos importante, a mis amigas. Por ser mi escape cuando necesitaba despejarme, por todas las risas y los consejos, y por seguir a mi lado con el paso de los años.

Índice general

| | |
|---|-----------|
| 1. Caracterización del láser de atrapado | 11 |
| 1.1. Parámetros generales | 11 |
| 1.1.1. Funcionamiento del láser | 11 |
| 1.1.2. Estabilización en frecuencia | 12 |
| 1.2. Medición del ancho de línea | 13 |
| 1.2.1. Conversión de ruido en voltaje a ruido en frecuencia | 13 |
| 1.2.2. Obtención del ruido en frecuencia | 14 |
| 1.3. ¿Cómo afecta el ruido externo al láser? | 16 |
| 1.4. Camino del láser | 18 |
| 2. Espectroscopia de saturación para el láser trampa | 21 |
| 2.1. Descripción del experimento | 21 |
| 2.2. Espectro de absorción con ensanchamiento Doppler | 22 |
| 2.3. Espectro de absorción con el haz de saturación | 23 |
| 2.4. Curva de saturación | 25 |
| 3. Modulación | 29 |
| 3.1. Funcionamiento del AOM | 29 |
| 3.1.1. Dispersión fonón-fotón | 29 |
| 3.1.2. Control del AOM | 31 |
| 3.2. Configuración de doble paso | 31 |
| 3.3. Optimización del AOM | 32 |
| 4. Amplificación | 35 |
| 4.1. Amplificación en potencia | 35 |
| 4.1.1. Funcionamiento del amplificador | 35 |
| 4.1.2. Arreglo experimental | 38 |
| 4.1.3. Potencia obtenida | 39 |

| | | |
|-----------|--|-----------|
| 4.2. | Amplificación en tamaño | 40 |
| 4.2.1. | Configuración de las lentes | 40 |
| 4.2.2. | Montaje del AOM | 41 |
| 5. | Instalación del láser rebombeador | 45 |
| 5.1. | Parámetros generales | 47 |
| 5.1.1. | Funcionamiento del láser | 47 |
| 5.1.2. | Estabilización de la temperatura | 48 |
| 5.1.3. | Ancho de línea | 51 |
| 5.1.4. | Camino del láser | 51 |
| 5.2. | Espectroscopia de saturación | 52 |
| 5.3. | Modulación | 55 |
| 5.4. | Expansión en tamaño | 56 |
| 6. | Montaje de la trampa magneto-óptica | 57 |
| 6.1. | Enfriamiento Doppler | 57 |
| 6.1.1. | Limite Doppler | 59 |
| 6.1.2. | Molasa óptica | 60 |
| 6.2. | Fuerza restitutiva | 61 |
| 6.2.1. | Generación del campo \vec{B} | 63 |
| 6.2.2. | Especificaciones de las bobinas | 64 |
| 6.3. | Enfriamiento subDoppler | 66 |
| 6.3.1. | Fuerza total sobre los átomos | 67 |
| 6.4. | Sistema de vacío | 68 |
| 6.4.1. | Bombas de vacío | 68 |
| 6.4.2. | Montaje | 70 |
| 6.5. | Sistema de imagen | 72 |
| 6.5.1. | Configuración | 72 |
| 6.6. | Montaje | 73 |
| 6.7. | Resultados | 75 |
| 7. | Conclusiones y perspectivas | 77 |

Índice de figuras

| | | |
|------|---|----|
| 1.1. | Ajuste gaussiano de las resonancias de la cavidad. Las resonancias se muestran en color azul, y los respectivos ajustes en rojo y verde. | 14 |
| 1.2. | Ruido en frecuencia del láser trampa. | 15 |
| 1.3. | Histograma de frecuencias para el láser trampa. El ajuste gaussiano del histograma se muestra en rojo. | 15 |
| 1.4. | Cubierta para el láser trampa. | 16 |
| 1.5. | Cubierta para la cavidad de Fabry-Perot. | 17 |
| 1.6. | Histograma en frecuencias para cavidad y láser cubiertos. El ajuste gaussiano se muestra en rojo. | 17 |
| 1.7. | Histograma en frecuencias para cavidad cubierta y láser descubierta. El ajuste gaussiano se muestra en rojo. | 18 |
| 1.8. | Camino que sigue el láser antes de dividirse en los haces para espectroscopia y modulación. | 19 |
| 2.1. | Arreglo experimental para espectroscopia de saturación, se muestran los haces de bombeo, traslape y referencia. BS: divisor de haz; PD:foto-detector. | 22 |
| 2.2. | Espectro de absorción para Rb con ancho Doppler. Cada división horizontal corresponde a 534 MHz. Tomada de [33] . . . | 23 |
| 2.3. | Picos de saturación para el espectro de Rubidio. Cada división horizontal corresponde a 534 MHz. Tomada de [33] | 24 |
| 2.4. | Espectro de absorción para Rb obtenido por espectroscopia de saturación. Cada división horizontal corresponde a 69 MHz. Tomada de [33] | 24 |
| 2.5. | Curva de saturación. Los datos experimentales se muestran en azul y el ajuste en color naranja. | 26 |
| 3.1. | Esquema del funcionamiento de un AOM. Tomada de [16]. . . | 30 |

| | | |
|-------|---|----|
| 3.2. | Configuración del AOM en doble paso, figura tomada de [42]. . . | 32 |
| 3.3. | Luz en la fibra como función del cambio en la frecuencia dado por el AOM. | 33 |
| 4.1. | Amplificador. Figura tomada de [17] | 36 |
| 4.2. | Forma cónica de la guía de onda. | 37 |
| 4.3. | Montura del amplificador. | 37 |
| 4.4. | Arreglo experimental para la amplificación del láser en potencia. El 1° paso y el 2° paso van sobre la misma trayectoria, en la figura se muestran separados para facilitar su visualización. | 38 |
| 4.5. | Potencia obtenida en el primer paso por el amplificador. | 39 |
| 4.6. | Potencia obtenida en el segundo paso por el amplificador. | 40 |
| 4.7. | Cambio de la cintura del haz conforme pasa por las lentes con distancias focales de 20(L1), 2.5(L2) y 30(L3) cm. | 41 |
| 4.8. | Arreglo experimental para la sección de amplificación en tamaño. | 41 |
| 4.9. | Potencia a la salida del amplificador en función del voltaje en el Novatech. | 42 |
| 4.10. | Potencia obtenida en el orden de difracción -1, en función de la potencia de la señal de radio frecuencia. | 43 |
| 5.1. | Transiciones utilizadas por el láser de atrapado y el láser de rebombeo. Tomada de [37] | 46 |
| 5.2. | Fuente de corriente de bajo ruido. Tomada de [24]. | 47 |
| 5.3. | Corriente enviada por el controlador mientras se estabiliza la temperatura en un rango de 18.5°C a 12.5°C. | 48 |
| 5.4. | Vista interior del LDM21. | 49 |
| 5.5. | Montaje inicial del láser rebombeador. La salida del láser se encontraba bloqueada por motivos de seguridad. | 50 |
| 5.6. | Montaje final del láser rebombeador. | 50 |
| 5.7. | Histograma de frecuencias y ajuste gaussiano (en rojo) para el ruido del láser rebombeador. | 51 |
| 5.8. | Camino que sigue el láser rebombeador, antes de dividirse en los haces para espectroscopia y modulación. | 52 |
| 5.9. | Espectro de emisión de Rb con ancho Doppler. | 53 |
| 5.10. | Picos de saturación para el espectro de Rb. | 53 |
| 5.11. | Espectro de Rb. Se encuentran señalados los cruces a los cuales se amarran el láser rebombeador y el de la trampa. Tomada de [27]. | 54 |

| | |
|--|----|
| 5.12. Montaje del AOM del rebombeador. | 55 |
| 5.13. Cambio de la cintura del haz conforme pasa por las lentes con distancias focales de 2.54(L1) y 30(L2) cm. | 56 |
| 6.1. Láser y átomo moviéndose en sentido contrario. | 58 |
| 6.2. Molasa óptica en 1D. | 60 |
| 6.3. Dependencia en la velocidad para la fuerza de amortiguamiento dada por una molasa en 1D. Las línea punteadas representan la fuerza de cada láser y la línea sólida la suma de estas. Tomada de [20] | 61 |
| 6.4. Configuración de los haces con polarización $\sigma^+\sigma^-$. Se muestra también el desdoblamiento de los niveles debido a la presencia de un campo magnético inhomogéneo B. Un átomo en a posición z' absorberá preferencialmente átomos con polarización σ^- debido a que su desintonía δ_- es menor que la desintonía δ_+ , que corresponde al láser con polarización σ^+ . Por lo que sentirá un fuerza mayor hacia la izquierda, empujándolo al centro. Tomada de [20] | 62 |
| 6.5. Configuración de bobinas anti-Helmholtz | 63 |
| 6.6. Líneas de campo generadas por las bobinas. | 64 |
| 6.7. Campo generado por las bobinas para $I = 2$ A, $a = 2.3$ cm y $d = 4$ cm. Tomada de [8]. | 64 |
| 6.8. Carretes en los que se encuentran enrolladas las bobinas. | 65 |
| 6.9. Gradiente de polarización para la configuración $\sigma^+\sigma^-$. Toma- da de [20]. | 66 |
| 6.10. Bomba de vacío NEX Torr. Tomada de [3]. | 69 |
| 6.11. Esquema del material tipo getter con el que funciona la bomba NEG. Tomada de [8]. | 69 |
| 6.12. Principio de operación de una bomba iónica. Tomada de [41]. | 70 |
| 6.13. Montaje de la bomba de vacío. | 71 |
| 6.14. Dispensador de Rubidio. Tomada de [1]. | 72 |
| 6.15. Arreglo experimental del Sistema de Imagen. | 73 |
| 6.16. Configuración de los haces contrapropagantes para la trampa. | 74 |
| 6.17. Montaje de la trampa magneto-óptica. | 75 |
| 6.18. Foto de la nube atómica captada por fluorescencia. | 76 |

Resumen

En el presente trabajo se narra el proceso de reinstalación de la trampa magneto-óptica del Laboratorio de Átomos Fríos de la UASLP, el cual se mudó a las nuevas instalaciones del Instituto de Física. Se realizó la instalación del láser de atrapado y de rebombeo, lo cual implicó estabilizarlos en temperatura y frecuencia.

Requerimos de una precisión en frecuencia de más de 9 dígitos, por lo que se hace un pre-amarre a una cavidad de Fabry-Perot y un amarre a la espectroscopia de saturación. Para esto se montaron y optimizaron los respectivos arreglos de espectroscopia de cada láser. También se instalaron los moduladores acusto-ópticos que nos permiten cambiar de forma controlada la frecuencia del láser, así como prender y apagar el láser trampa y el rebombeador. Se montó el amplificador cónico, que amplifica la potencia del láser de atrapado hasta 400 mW, y se colocaron los arreglos ópticos para expandir en tamaño los haces.

Por último se acomodaron las bobinas, el sistema de imagen y el sistema de vacío. Se logró obtener una trampa en el nuevo laboratorio, conteniendo 10^7 átomos.

Introducción

Durante muchos años se conocieron técnicas para el atrapado de iones [9], sin embargo, fue hasta 1985 que se atraparon átomos neutros por primera vez [6]. En dicha ocasión, se trato de átomos de Cesio en una trampa magnética. En este tipo de trampas el confinamiento de los átomos depende de la interacción entre un campo electromagnético inhomogéneo y el momento atómico multipolar. Existen también las trampas ópticas, en las cuales se hace uso de la fuerza dipolar [7], [34] y la presión radiativa [5].

Un tercer tipo de trampa ampliamente usada implica los campos tanto ópticos como magnéticos, para dar origen a la trampa magneto-óptica (MOT), cuyo desarrollo y construcción entre los años de 1985 y 1987, se le atribuyen a los grupos de Steven Chu, A. Ashkin y Alex Cable [35], [7], Jean Dalibard y Claude Cohen-Tannoudji [10], William D. Phillips y Harold J. Metcalf [6]. Fue así que en 1997 se les otorgo el Premio Nobel de Física a Chu, Phillips y Cohen-Tannoudji por el desarrollo de métodos para enfriar y atrapar átomos con luz láser [38].

El uso de trampas magneto-ópticas trajo consigo avances como la creación del condensado de Bose-Einstein [28], los relojes atómicos, y en general el desarrollo de tecnologías cuánticas. Entre este tipo de tecnologías se encuentran los sensores cuánticos, como son los gravímetros atómicos.

En un gravímetro atómico se realiza un proceso de interferometría con átomos, para medir con alta precisión la aceleración de la gravedad [43], siendo este uno de los objetivos principales del Laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí.

Con la reciente mudanza del laboratorio a las nuevas instalaciones del Instituto de Física, nos vimos en la necesidad de reinstalar la trampa magneto-óptica, que se encontraba en funcionamiento anteriormente, la cual fue mi tarea durante este último año de maestría. Mi trabajo consistió principalmente en recuperar los haces para atrapado y rebombeo de los átomos. Otros

elementos como son las bobinas y los sistemas de vacío e imagen, fueron montados, más no ensamblados, por mí y su diseño y construcción se explican en la siguiente referencia [8].

La reinstalación de la trampa atómica en el nuevo Laboratorio de Átomos Fríos reviste una importancia crucial para la continuación de su producción científica. Esta trampa atómica, un dispositivo de vanguardia que permite atrapar y estudiar átomos a temperaturas cercanas al cero absoluto, es el núcleo de las investigaciones realizadas en este laboratorio. El minucioso proceso de reinstalación abarca desde la medición y optimización de la trampa de láseres, pasando por la configuración de los moduladores acusto-ópticos, hasta el montaje de un complejo sistema de vacío y un sistema de imágenes detallado. La correcta ejecución de esta reinstalación garantizará no solo el restablecimiento de las operaciones regulares del laboratorio, sino también su capacidad para avanzar en la exploración y comprensión de los fenómenos cuánticos, posicionándolo en la vanguardia de la investigación en física de átomos fríos.

En el capítulo 1 explico el proceso de caracterización del láser de atrapado. Es en el capítulo 2 donde muestro el arreglo de espectroscopia de saturación necesario para el amarre en frecuencia. Para el capítulo 3 hablo sobre el uso de moduladores acusto-ópticos para realizar cambios en frecuencia. En el capítulo 4 narro sobre el proceso de amplificación en potencia y tiempo para el láser trampa. El capítulo 5 contiene los detalles sobre la instalación del láser rebombeador. En el capítulo 6 explico el montaje de la MOT y presento la trampa obtenida. Finalmente en el capítulo 7 doy mis conclusiones y perspectivas a futuro de esta tesis.

Capítulo 1

Caracterización del láser de atrapado

En este capítulo se tratarán los aspectos importantes del láser de atrapado. Este láser será el que nos dará las fuerzas disipativa y restaurativa en la trampa magneto-óptica, la cual se explicará a fondo en capítulos posteriores. En la primera sección hablaremos de los parámetros generales, como son el funcionamiento de un láser y las variables a modificar para estabilizar su frecuencia. En la segunda sección discutiremos el ancho de línea del láser y como medirlo. Después, se explicará como es que el ruido externo afecta el láser y de que manera se resolvió este problema. Por último, se describirá la trayectoria que sigue el láser antes de llegar a las siguientes secciones de la mesa óptica.

1.1. Parámetros generales

1.1.1. Funcionamiento del láser

La absorción es un proceso en el cual un fotón en cierto modo (frecuencia, dirección y polarización), induce al átomo a transitar de un nivel de menor energía a otro de mayor energía. Posteriormente, si otro fotón induce al átomo a decaer, el átomo emite un fotón con las mismas características que el que excito la transición, lo que se conoce como emisión estimulada. Estos dos fotones estimulan la emisión de otros dos fotones y así sucesivamente. El resultado es una amplificación coherente de luz [36].

Una de las aplicaciones de este proceso de amplificación coherente es el Láser, que proviene de las siglas en inglés para “Light amplification by stimulated emission of radiation”, y se traduce al español como “Luz amplificada por la radiación de la emisión estimulada”. Un láser es un oscilador óptico. Este posee un amplificador óptico resonante, el cual amplifica la luz por medio de la emisión estimulada de un medio activo que se encuentra en el interior del oscilador. La salida del medio es retro alimentada hacia la entrada, para volver a ser amplificada. Este proceso se repite indefinidamente hasta alcanzar el punto de saturación, en donde las ganancias superan las pérdidas [36]. Al final obtenemos un haz de salida con una alta potencia, que se mantiene colimado a largas distancias y con un ancho de línea estrecho.

En nuestro caso, el láser que tenemos es el modelo SWL7513 de New Focus con una potencia de salida de entre 26 y 28 mW. Este es un láser de cavidad extendida, en el que se forma una cavidad entre el láser y una rejilla de difracción, que privilegia lo que esta en resonancia y lo transmite. La rejilla de la cavidad está equipada con un piezo eléctrico, al cual se le puede cambiar el voltaje para cambiar la frecuencia del láser.

1.1.2. Estabilización en frecuencia

La frecuencia a la que queremos sintonizar el láser de la trampa es del orden de $3,8 \times 10^{14} \text{ Hz}$, que corresponde a la transición de ^{87}Rb del nivel $5^2S_{1/2}$ con $F = 2$ al nivel $5^2P_{3/2}$ con $F = 3$. En el laboratorio realizamos experimentos de gravimetría para los cuales es necesario tener una precisión de 9 dígitos de g [47], por lo que requerimos al menos de la misma precisión en nuestra frecuencia. Los primeros 7 dígitos los conseguimos modificando la corriente, temperatura y voltaje, y los otros dos dígitos se logran con la espectroscopia.

El cambio en frecuencia producido por un cambio de corriente es aproximadamente lineal en un rango pequeño, pero no es monotónico. Esto quiere decir que puedo tener variaciones pequeñas en cierto rango de frecuencia hasta que se provoque un salto de modo, en el cual paso a otro rango de frecuencias. Estos saltos de modo suelen inducirse cambiando la temperatura. Al calentar el semiconductor (el medio activo), este se expande provocando que la luz que esta rebotando en el medio cambie su frecuencia en intervalos más grandes. Por ultimo, como ya se menciono, también se puede cambiar la frecuencia por medio del voltaje que se le aplica al piezo eléctrico, lo que hace que la rejilla cambie su posición. Para estabilizar estos parámetros el láser cuenta con su propio controlador y se opera haciendo uso del programa

“NI Max”.

1.2. Medición del ancho de línea

Nosotros queremos saber como son las fluctuaciones en frecuencia del láser y para esto es necesario conocer su ancho de línea. El ancho de línea se genera principalmente por las fluctuaciones de fase causadas por la radiación espontánea y el ruido inducido por factores mecánicos y de temperatura. Por lo tanto, el ancho de línea refleja la estabilidad física y en frecuencia del láser [48]. Otra cuestión importante es que este ancho debe ser menor que el ancho de la transición atómica. Las transiciones que se utilizan para la trampa magneto-óptica corresponden a una longitud de onda de 780 nm del ^{87}Rb y tienen anchos de línea de 6 MHz. Por lo tanto, necesitamos un láser con un ancho de línea menor que este.

1.2.1. Conversión de ruido en voltaje a ruido en frecuencia

Para medir algo con precisión hacemos interferometría. En este caso, si lo que quiero medir son las fluctuaciones en frecuencia del láser, hago que el láser interfiera consigo mismo. Lo anterior lo logramos mandando el láser a una cavidad de Fabry-Perot. Escaneamos la cavidad mandando una rampa de voltaje y obtenemos el rango libre espectral, que es la distancia entre dos de las resonancias. Cada resonancia se ajusta a una gaussiana de la forma

$$V = V_0 + A \exp\left(-\left(\frac{\nu - \nu_0}{W}\right)^2\right). \quad (1.1)$$

Los ajustes para ambas resonancias se muestran en la figura 1.1

Posteriormente se tomo un promedio de los valores de y_0 , A y W para ambas gaussianas, obteniendo $y_0 = 0,0107 \pm 0,0009$, $A = 0,346 \pm 0,007$ y $W = 0,0005 \pm 0,0001$ respectivamente. Para el ancho, si consideramos que para esta cavidad un rango libre espectral corresponde a 1.5 GHz, entonces 0.0005 correspondería a 14 MHz. Con estos valores obtenemos que la conversión de frecuencia a voltaje viene dada por:

$$V = 0,0107 + (0,346) \exp\left(-\left(\frac{\nu}{14}\right)^2\right), \quad (1.2)$$

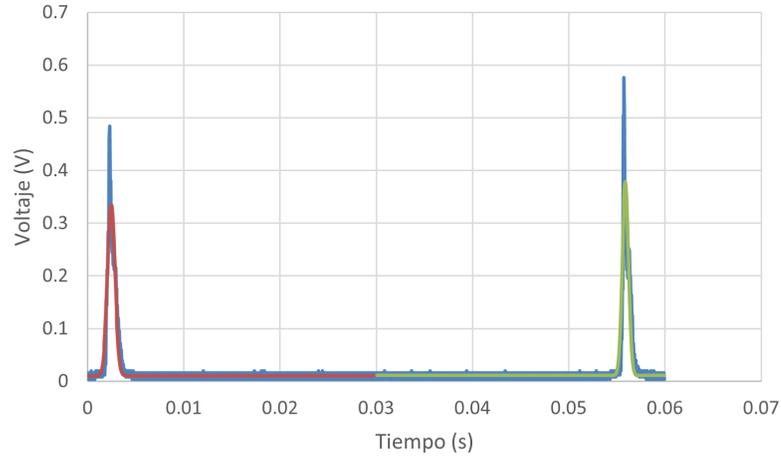


Figura 1.1: Ajuste gaussiano de las resonancias de la cavidad. Las resonancias se muestran en color azul, y los respectivos ajustes en rojo y verde.

en donde ν corresponde a la frecuencia en MHz. Invirtiendo al ecuación 1.2 obtenemos la frecuencia como función del voltaje, esta será la ecuación que usaremos para convertir nuestro ruido en voltaje a ruido en frecuencia.

$$\nu = 14\sqrt{\ln\left(\frac{0,346}{V - 0,0107}\right)}. \quad (1.3)$$

1.2.2. Obtención del ruido en frecuencia

Al escanear la cavidad cierto voltaje hizo que nos posicionáramos a la mitad de la altura de una de las resonancias, lo que sigue es aplicar ese voltaje constante para obtener nuestra señal a ruido en ese punto. Estos datos son los que convertimos a frecuencia con la formula 1.3 obteniendo una señal a ruido como la que se muestra en la figura 1.2.

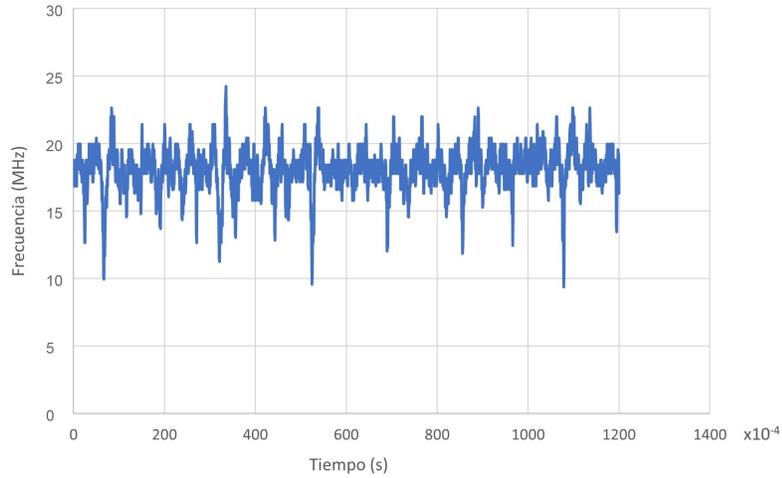


Figura 1.2: Ruido en frecuencia del láser trampa.

A partir de estos datos se realiza un histograma de las frecuencias, el cual se ajusta a una gaussiana. El ancho de la gaussiana corresponde al ruido de línea cuyo valor se encuentra entre los 322 ± 2 KHz.

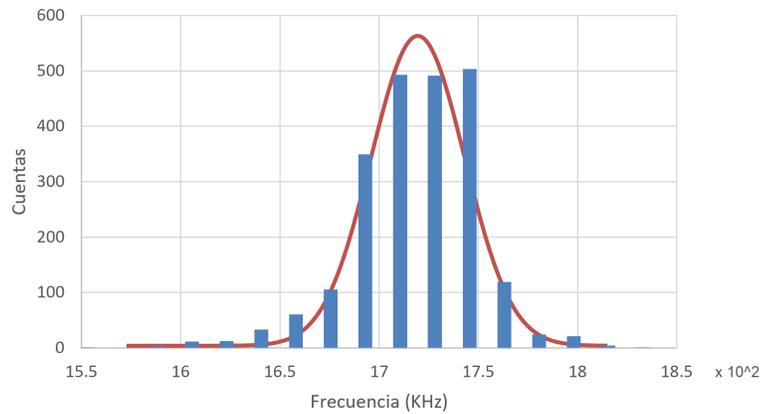


Figura 1.3: Histograma de frecuencias para el láser trampa. El ajuste gaussiano del histograma se muestra en rojo.

1.3. ¿Cómo afecta el ruido externo al láser?

Por experiencia previa con el láser se sospecha que el ruido externo (acústico y vibracional) causa que sus fluctuaciones en frecuencia varíen drásticamente, lo cual acarrea problemas posteriores, como es el que se mantenga amarrado a la frecuencia deseada. Al láser trampa se le realiza un pre-amarre a la cavidad y un amarre al arreglo de espectroscopia, los cuales se discutirán más adelante. El paso del láser por la cavidad podría ser otro de los factores que aumenten su nivel de ruido, ya que esta podría ser también sensible a los sonidos del exterior. Para comprobar esta hipótesis se cubrieron tanto el láser, como la cavidad, para bloquear el ruido externo y se analizaron las fluctuaciones en frecuencia. Las cubiertas para el láser y la cavidad se muestran en las figuras 1.4 y 1.5, respectivamente. La cubierta del láser esta hecha a base de unicel y las esquinas están reforzadas con papel cascarón; la de la cavidad está elaborada únicamente con papel cascarón.

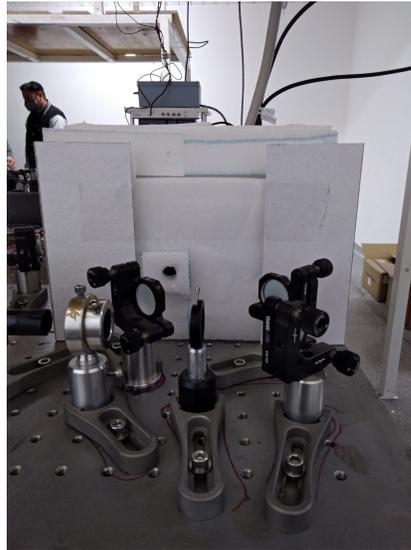


Figura 1.4: Cubierta para el láser trampa.

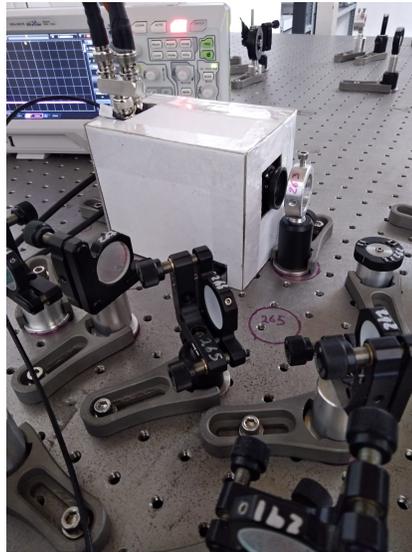


Figura 1.5: Cubierta para la cavidad de Fabry-Perot.

Cuando se realizo la medición del ancho de línea del láser este ya contaba con una cubierta de unigel, por lo que primero compararemos este resultado con los obtenidos al reforzar las esquinas de la cubierta y cubriendo la cavidad. En la figura 1.6 se muestra el histograma para este caso

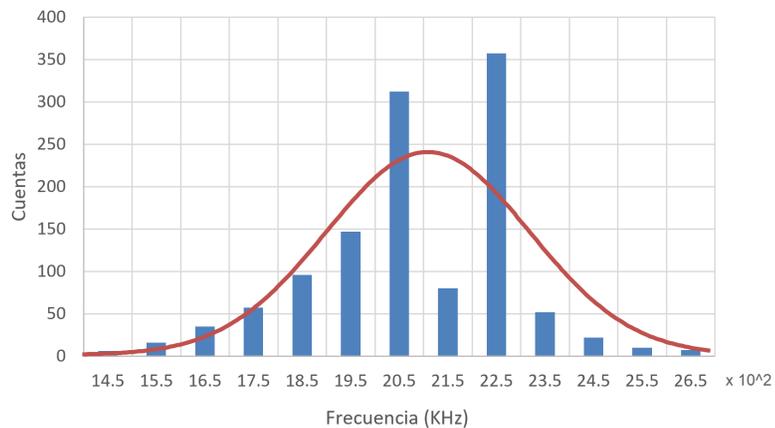


Figura 1.6: Histograma en frecuencias para cavidad y láser cubiertos. El ajuste gaussiano se muestra en rojo.

Para este caso se obtiene un ancho de 274 ± 110 KHz, una disminución de 48 KHz a comparación de cuando la cavidad no esta cubierta. Este factor podría mejorarse utilizando un material mas grueso para la cubierta y dejando menos espacios por los que se pueda filtrar el ruido.

Vimos que parte del ruido en la cavidad si afecta al ruido del láser, sin embargo, si comparamos esto con el caso en que el láser no esta cubierto, como se ve en la figura 1.7 vemos que las fluctuaciones en el láser ocasionadas por el ruido del exterior, cuyo valor es de 431 ± 74 KHz son mayores que las de la cavidad. Por lo tanto si queremos observar un cambio drástico en los niveles de ruido, el punto clave es aislar el láser lo mejor posible, lo cual se podría lograr con una cubierta de una material menos poroso y, de ser posible, que sea de una sola pieza.

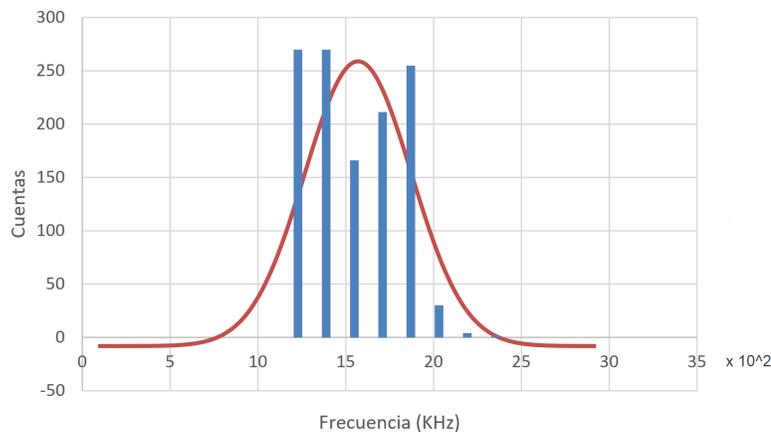


Figura 1.7: Histograma en frecuencias para cavidad cubierta y láser descubierto. El ajuste gaussiano se muestra en rojo.

1.4. Camino del láser

Para finalizar este capítulo, en esta sección se describirá brevemente el camino que sigue el láser antes de dividirse en dos: un haz que va hacia la espectroscopia y otro hacia la trampa. El láser choca con tres espejos que nos ayudan a alinearlos vertical y horizontalmente, después pasa por un retardador de $\lambda/2$, el cual lo ajusta a la polarización adecuada para que pase por el aislador óptico de 60 dB. El aislador permite el paso de luz solo en una

dirección por lo que evita que tengamos retrorreflexiones que puedan dañar al láser. El siguiente elemento óptico es un retardador, la orientación de este es tal que la mayor cantidad de potencia esta dirigida hacia la trampa y una pequeña porción hacia la espectroscopia. La potencia de salida del láser es de 27.5 mW, para una corriente de 98.8 mA, temperatura de 19.5 °C y un voltaje al piezo de 50 % del voltaje total que puede dar. Al pasar por el cubo divisor tenemos 23 mW destinados al experimento, y 0.76 mW a la espectroscopia.

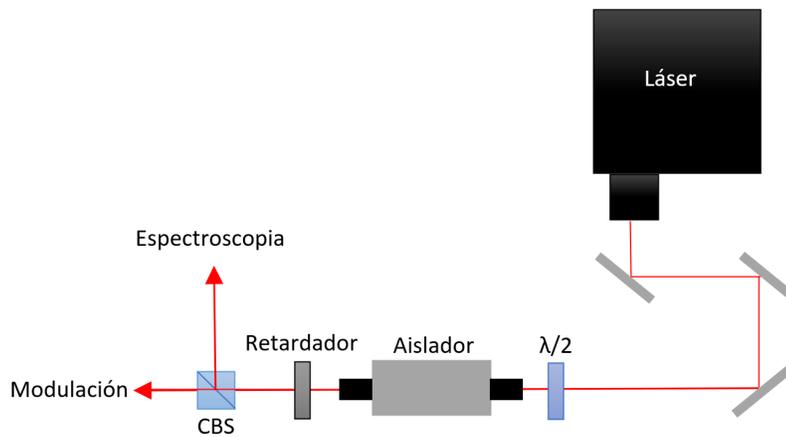


Figura 1.8: Camino que sigue el láser antes de dividirse en los haces para espectroscopia y modulación.

Capítulo 2

Espectroscopia de saturación para el láser trampa

El término espectroscopia hace referencia a la observación y estudio del espectro. Esta se basa en la interacción que se da entre la radiación y la materia. En nuestro caso necesitamos la espectroscopia de saturación para realizar el amarre del láser que nos permita alcanzar más de 9 dígitos de precisión en frecuencia. En la primera sección se describe el arreglo experimental para realizar la espectroscopia de saturación. En las dos siguientes secciones se muestra como cambia el espectro al aplicar el haz de saturación. Por último, se presenta la curva de saturación obtenida.

2.1. Descripción del experimento

En la espectroscopia de saturación láser, tres haces de luz provenientes del mismo láser pasan a través de una celda que contiene una densidad baja de vapor de átomos. En el caso en que la frecuencia del láser coincida con la frecuencia de una de las transiciones atómicas de los átomos en el vapor, se observará una resonancia que indica un aumento en la absorción [33].

En la figura 2.1 se muestra el arreglo experimental para la espectroscopia de saturación. El láser es dividido en tres haces por el vidrio. El haz más intenso, que corresponde al transmitido, es el haz de “bombeo”. Los otros dos haces de menor intensidad, correspondientes a las reflexiones en el vidrio, pasan por la celda de rubidio en dirección opuesta al haz de bombeo. Estos son llamados haces de prueba y son los que llegan al foto-detector. De los

haces de prueba uno se empalma con el haz de bombeo, este es el haz de traslape; mientras que el otro es el de referencia. Las señales de los haces de prueba que llegan al foto-detector se ajustan de tal manera que sean iguales, y la señal que se obtiene al final es la resta de estas.

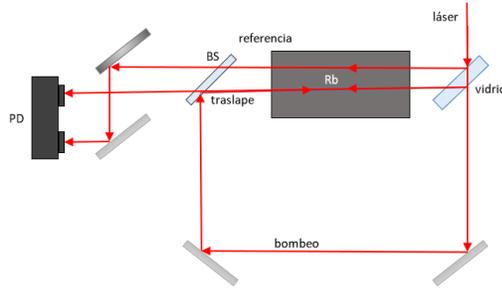


Figura 2.1: Arreglo experimental para espectroscopia de saturación, se muestran los haces de bombeo, traslape y referencia. BS: divisor de haz; PD: foto-detector.

2.2. Espectro de absorción con ensanchamiento Doppler

En la espectroscopia láser convencional, las resonancias correspondientes a transiciones hiperfinas no suelen observarse debido a lo estrecho de la separación entre estas y al ensanchamiento Doppler. El ensanchamiento Doppler se debe a que los átomos al moverse en el mismo eje que el láser verán un corrimiento en la frecuencia de este dado por:

$$\Delta\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}, \quad (2.1)$$

donde \vec{k} es el vector de onda del láser y \vec{v} la velocidad del átomo [14]. Si el láser está sintonizado exactamente en resonancia con frecuencia ν_1 , sólo los átomos que no tengan componente de velocidad a lo largo de la dirección del láser, v_z para propagación en z, estarán resonantes con él. Si $v_z > 0$ los átomos se mueven en la dirección del láser, y si $v_z < 0$ se mueven en la dirección opuesta, por lo tanto tenemos dos corrimientos.

Si en el foto-detector tapamos la señal del haz de traslape y observamos solo la señal del de referencia, veremos los picos de absorción con el ancho

Doppler. En la figura 2.2 vemos este espectro para el caso del Rb. El pico más marcado corresponde a ^{85}Rb y el más bajo a ^{87}Rb . En el pico correspondiente a ^{87}Rb se encuentran las tres transiciones del nivel $5^2S_{1/2}(F = 2)$ a los niveles hiperfinos $5^2S_{1/2}(F = 1, 2, 3)$ que aparecen como uno solo debido al ancho Doppler.

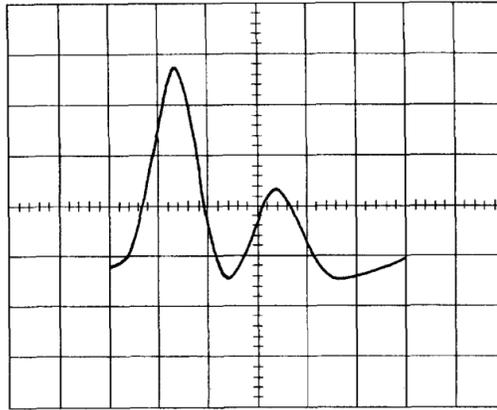


Figura 2.2: Espectro de absorción para Rb con ancho Doppler. Cada división horizontal corresponde a 534 MHz. Tomada de [33]

2.3. Espectro de absorción con el haz de saturación

La espectroscopia de Saturación fue desarrollada por Schawlow y Hänsch como una técnica para observar el espectro atómico sin el ensanchamiento Doppler [33]. En esta técnica tenemos dos láseres contrapropagantes y de la misma frecuencia sobreponiéndose. Cuando la frecuencia es diferente a la de resonancia, un haz interactúa con los átomos con velocidad v_z y el otro con átomos con velocidad $-v_z$. Sin embargo, si ambos láseres están en resonancia, interactúan con el mismo grupo de átomos con $v_z = 0$. En este caso el láser de bombeo reduce la absorción del láser de traslape sobre un rango estrecho de frecuencias. Si ahora en el detector solo observamos la señal del haz de traslape, aparecerán picos hacia abajo en el espectro que ya teníamos, como se muestra en la figura 2.3. Estos picos corresponden a átomos libres de Doppler con velocidad 0.

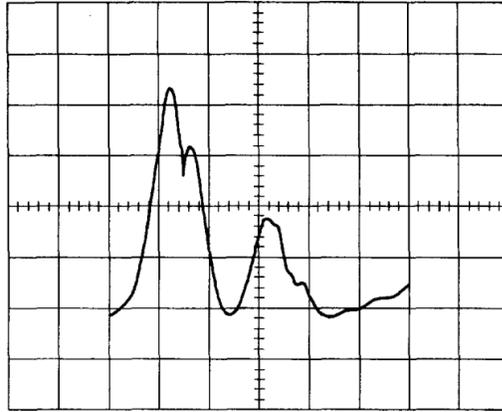


Figura 2.3: Picos de saturación para el espectro de Rubidio. Cada división horizontal corresponde a 534 MHz. Tomada de [33]

Recordemos que en el detector lo que vemos es la resta de ambas señales, que es el espectro del átomo como tal, y se muestra en la figura 2.4. Los picos a, c y f corresponden a las transiciones del estado $5^2S_{1/2}(F = 2)$ a los estados $5^2P_{3/2}(F = 1, 2, 3)$ respectivamente.

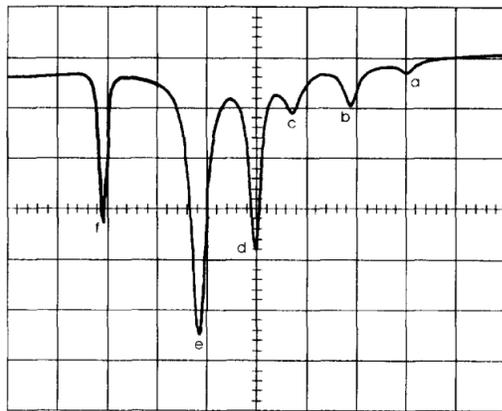


Figura 2.4: Espectro de absorción para Rb obtenido por espectroscopia de saturación. Cada división horizontal corresponde a 69 MHz. Tomada de [33]

Por otro lado, los picos b, d y e corresponden a cruces. Un cruce puede ocurrir cuando dos transiciones comparten el mismo estado base y difieren en frecuencia por menos del ancho Doppler. En esta situación el láser de bombeo

interactúa con dos grupos diferentes de átomos al mismo tiempo. Es precisamente un cruce la referencia en frecuencia que tomaremos para amarrar el láser trampa, en específico, es el cruce que se da entre las transiciones a los niveles hiperfinos $5^2P_{3/2}(F = 2)$ y $5^2P_{3/2}(F = 3)$.

2.4. Curva de saturación

Los picos en el espectro están caracterizados por su posición, alto y ancho. La posición está determinada por la frecuencia de la transición, dada por

$$h\nu = E_k - E_i, \quad (2.2)$$

donde h es la constante de Planck, ν es la frecuencia y $E_{i,k}$ las energías de los niveles entre los que ocurre la transición. La altura de los picos depende de cuanta potencia se radia en la transición, está se cuantifica por el momento dipolar de la transición. La potencia emitida en la transición de $i \rightarrow k$ viene dada por

$$\langle P_{ik} \rangle = \frac{4}{3} \frac{\omega_{ik}^4}{4\pi\epsilon_0 c^3} |M_{ik}|^2, \quad (2.3)$$

en donde ω_{ik} es la frecuencia de la transición, ϵ_0 la permitividad del vacío, c la velocidad de la luz y M_{ik} es el elemento de matriz, que se relaciona directamente con el promedio del momento dipolar de la transición p_{ik}

$$M_{ik} = \langle p_{ik} \rangle. \quad (2.4)$$

El ancho depende de varios factores, como son: la resolución del aparato; el ancho natural, que viene dado como el inverso de la vida media; el ancho Doppler, anteriormente discutido; las colisiones, que inducen al átomo a decaer más rápido; y el ensanchamiento por potencia [14]. Discutamos un poco más este último factor.

Si yo aumento la potencia de mi láser, los picos en el espectro comenzaran a crecer hasta llegar a un máximo, este es el punto de saturación. En saturación llego al máximo de fotones que puedo dispersar, es decir, un fotón cada dos vidas media. Si sigo aumentando la potencia lo que sucederá es que las resonancias empezaran a ensancharse, ya que aún tengo átomos que pueden dispersar fotones.

El objetivo ahora es determinar el punto de saturación para nuestro arreglo de espectroscopia. Para esto, controlamos la potencia del haz de bombeo

colocando atenuadores en su camino. Se usaron atenuadores con una transmisión de luz entre el 0.2 % y el 90 %, acomodados en diferentes configuraciones para obtener la mayor cantidad de valores de potencia posibles.

Se obtuvo la curva de la altura de los picos como función de la potencia del haz de bombeo, esta se muestra en color azul en la figura 2.5. Para la función de ajuste, consideramos que la tasa de dispersión de fotones viene dada por

$$\gamma_p = \frac{(\gamma/2)I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\gamma)^2}, \quad (2.5)$$

en donde γ es el ancho de la transición, I es la intensidad, I_s es la intensidad de saturación y δ la desintonía, Para el caso en que nos encontramos en resonancia con la transición, es decir $\delta = 0$, obtenemos una función del tipo Lorentziana

$$f(x) = \frac{Cx}{1+x}, \quad (2.6)$$

con $x = I/I_s$ y C una constante. Realizando el ajuste de datos obtenemos la curva naranja, para $C = 120$ e $I_s = 20$, lo que nos indica que el punto de saturación se encuentra a los $20 \mu W$, aproximadamente.

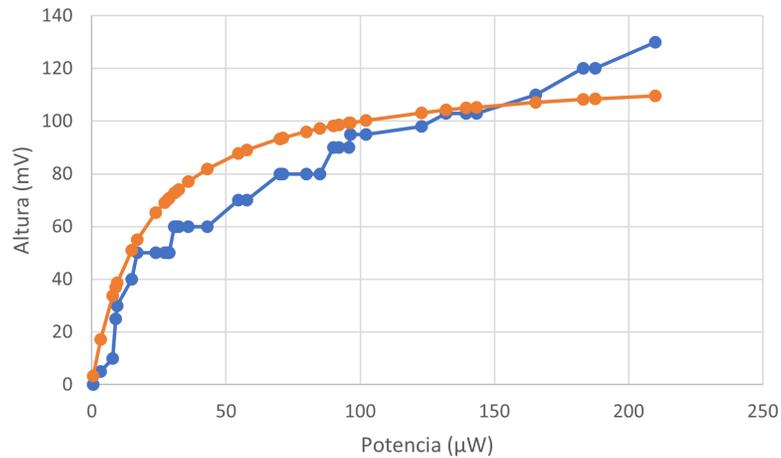


Figura 2.5: Curva de saturación. Los datos experimentales se muestran en azul y el ajuste en color naranja.

El sistema se dejó con una potencia de $140 \mu W$, el cual es el punto donde se obtiene una mejor señal a ruido para amarrar. Como se comentó anteriormente, al láser se le realiza un pre-amarre a la cavidad de Fabry-Perot, y un amarre a la espectroscopia de saturación, la cual se optimizó tal que el láser permanece estable en frecuencia por 6 horas. En esta tesis no se abordan los aspectos técnicos del amarre, pero se pueden consultar los detalles en la siguiente referencia [13].

Capítulo 3

Modulación

En este capítulo se explicará la técnica que se usa para cambiar la frecuencia del láser de manera controlada, lo cual se logra con un modulador acusto-óptico (AOM). Esto con el fin de usar el mismo haz para otras etapas de la trampa que requieren una frecuencia diferente, como la molasa y la interferometría.

En la primera sección se explicará el funcionamiento de un AOM, para posteriormente mostrar la configuración que usamos para modular el láser. Por último, se describe el proceso de optimización para obtener la mayor eficiencia en el rango de frecuencias requerido

3.1. Funcionamiento del AOM

3.1.1. Dispersión fonón-fotón

Un modulador acusto-óptico cambia la frecuencia de la luz que pasa a través de él, por medio de la propagación de ondas de sonido, producidas por radio frecuencia en un material cristalino. La onda viajera genera regiones de compresión y descompresión en el cristal, lo que funciona como una rejilla de difracción. La onda acústica no se refleja ya que el modulador cuenta con un material para absorberla.

Para describir el funcionamiento del AOM trataremos el proceso de modulación como un proceso de dispersión fonón-fotón, en donde pensamos a estos como partículas con momentos $\vec{\kappa}$ y \vec{k} respectivamente. $\vec{\kappa}$ es el vector

de onda del fonón, cuya magnitud está dada por

$$\kappa = \frac{\Omega}{v_s}, \quad (3.1)$$

en donde Ω es la radio frecuencia y v_s la velocidad del sonido en el cristal, que para nuestro caso corresponde a 4200 m/s. Similarmente, \vec{k} es el vector de onda del fotón, con magnitud

$$k = \frac{\omega}{v_L} \quad (3.2)$$

ω es la frecuencia de la luz y v_L la velocidad de la luz en el cristal. Las relaciones para energía y momento del proceso de dispersión fonón-fotón son:

$$\hbar\omega_d = \hbar\omega_i \pm \hbar\Omega \quad (3.3)$$

$$\vec{k}_d = \vec{k}_i \pm \vec{\kappa}. \quad (3.4)$$

Los subíndices d e i designan si el fotón es difractado o incidente. El signo indica si el fonón es absorbido o emitido, lo cual depende de las orientaciones de los vectores de onda del fonón y el fotón.

La conservación de la energía requiere que la frecuencia del haz difractado, para el caso en que se absorbe un fonón, pase de ω a $\omega + \Omega$.

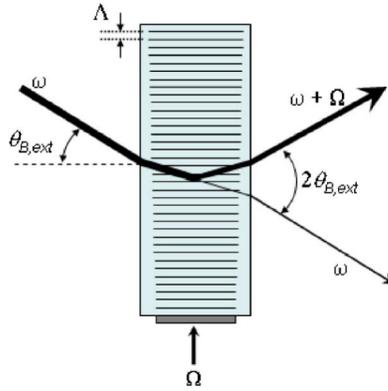


Figura 3.1: Esquema del funcionamiento de un AOM. Tomada de [16].

En la figura 3.1 se muestra un esquema del funcionamiento del AOM. La radio frecuencia Ω genera una onda de densidad viajera dentro del cristal, que

se propaga con velocidad v_s . Por lo tanto, el índice de refracción del cristal es modulado con una longitud de onda $\Lambda = 2\pi v_s/\Omega$ y el material actúa como una rejilla de difracción. Esta aproximación es válida sólo cuando la onda acústica puede describirse por una onda plana y todos los fonones tienen el mismo vector de onda.

3.1.2. Control del AOM

Usamos el modulador MT110-B50A1.5-IR de AA Opto-Electronic [31] con el controlador 630C-110 de Isomet que tiene una frecuencia central de 110 MHz, y un rango de ajuste de 80 a 140 MHz con una tasa de respuesta mayor que 10 MHz/ μ s [22]. Para cambiar la frecuencia en el controlador es a través de un voltaje, en donde 10 V equivalen a un cambio de 60 Mhz.

3.2. Configuración de doble paso

Una configuración de doble paso nos da un cambio en frecuencia de 2Ω . El AOM está ajustado para tener un cambio de 110 MHz por lo que el haz al difractarse dos veces tendría un cambio de 220 MHz en total. La configuración de doble paso tiene la ventaja de que el haz cambia su frecuencia, pero conserva su dirección, ya que el haz retrorreflejado sigue el mismo camino que el haz entrante.

En la figura 3.2 se muestra el arreglo experimental. El haz pasa primero por un telescopio que reduce su tamaño y lo mantiene colimado para optimizar la eficiencia de difracción, la cual es del 80 % para el modelo que estamos usando. Después, el haz pasa por un cubo polarizado que lo transmite al modulador. El modulador es ajustado de tal manera que la máxima potencia corresponde al orden de difracción +1, el cual es el haz que retrorreflejamos. Lo siguiente es un polarizador $\lambda/4$, por lo que al pasar dos veces, el haz cambia su polarización en $\pi/2$ y al volver a pasar por el cubo divisor el haz es reflejado hacia una fibra óptica que lo lleva a la sección de amplificación.

Para retrorreflejar el haz se utiliza la configuración de “ojo de gato”, mejor conocida por su nombre en inglés “cat eye”, que consiste en una lente y un espejo separados por la distancia focal. Dado que el haz incidente en el espejo retrorreflector depende de Ω , esto puede causar que el rango de frecuencias sea más estrecho que para una difracción de un solo paso, ya que la alineación se optimiza en principio para una sola frecuencia. La configuración de cat

eye lo que hace es mejorar este rango de frecuencias para el AOM en doble paso [16].

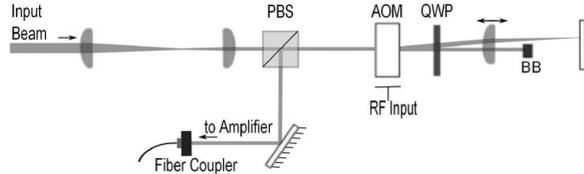


Figura 3.2: Configuración del AOM en doble paso, figura tomada de [42].

3.3. Optimización del AOM

Para optimizar el primer paso se dejó un voltaje fijo de 5 V que corresponde a un cambio en frecuencia de 110 MHz. Se ajustó la posición del AOM de tal manera que el 80 % de la potencia de entrada se dirigiera al orden de difracción +1 a la salida del modulador.

Para optimizar el segundo paso tomamos en consideración el rango de frecuencias en el cual queremos obtener una eficiencia más uniforme. En el caso de la trampa requerimos de un cambio de 102 MHz que corresponde a 4 V; para la molasa el cambio es de 80 MHz equivalente a 0 V; y para la medición un cambio de 111 MHz dado por 5.5 V. Por lo tanto, el rango a optimizar es de 0 a 5.5 V en términos del voltaje de control del AOM.

Ahora el voltaje ya no se dejó fijo, sino que se envió una rampa para escanear el rango completo y la posición del AOM se ajustó tal que la máxima eficiencia sea para la trampa y el resto del rango a optimizar tenga una eficiencia aceptable. La figura 3.3 muestra la luz a la salida de la fibra como función del cambio en frecuencia dado por el AOM, se puede ver que se obtiene la mayor cantidad de luz justo en el rango de frecuencias que vamos a ocupar. La potencia final a la salida de la fibra es de 4.7 mW.

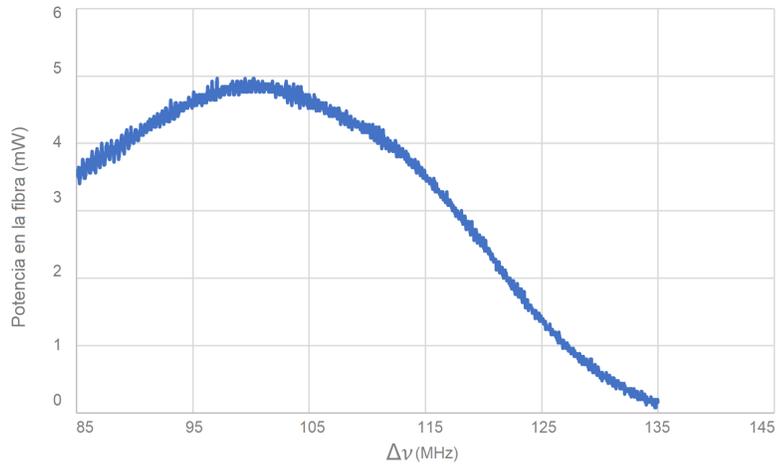


Figura 3.3: Luz en la fibra como función del cambio en la frecuencia dado por el AOM.

Capítulo 4

Amplificación

Una trampa atómica requiere de una intensidad mínima para funcionar; para el caso del Rb, es de 3 mW/cm^2 , aproximadamente [24]. Además, el número de átomos atrapados es proporcional al tamaño del haz, por lo que es deseable tener un haz de un diámetro considerable. Dado que la intensidad va como la potencia entre el área, si queremos que esta no se reduzca al aumentar el área, entonces también debemos incrementar la potencia. Esto último se logra con un amplificador cónico, del cual se hablará en la sección 4.1; mientras, que el ensanchamiento del haz, se abordará en la sección 4.2, así como la instalación de un segundo AOM, con el que prendemos y apagamos el láser de forma controlada.

4.1. Amplificación en potencia

4.1.1. Funcionamiento del amplificador

Un amplificador óptico coherente es un dispositivo con la capacidad de incrementar la amplitud de un campo óptico, mientras mantiene su relación de fase [36]. Dicho de otra manera, un amplificador nos permite aumentar el número de fotones en el campo, manteniendo la frecuencia de la fuente original. Este aumento de fotones se produce debido a un medio activo, el cual es un tipo de material que ante la presencia de una fuente de energía (óptica, eléctrica o química), incrementa la cantidad de átomos que se encuentran en el estado excitado. Lo anterior tiene por consecuencia que se liberen fotones por emisión espontánea, produciendo una fluorescencia inicial. Es así, que

al incidir un fotón con la frecuencia adecuada en el medio, se genera un fotón con la misma frecuencia que el original mediante emisión, que ahora es estimulada. Este proceso se repite varias veces obteniendo a la salida un incremento en potencia, que depende también de la potencia inicial y la corriente aplicada [47].

Nosotros usamos un amplificador cónico, modelo EYP-TPA-0780-01000-3006-CMT03-0000, de la marca Eagleyard con una ganancia de 20 dB y una salida de 1 W para una longitud de onda de 780 nm [17], el cual se muestra en la figura 4.1. Este amplificador es una guía de onda cónica de un material semiconductor, como se muestra en la figura 4.2, y en cada extremo se encuentra una lente para poder enfocar el haz. Este tipo de estructura cónica permite controlar de forma gradual la intensidad y evitar que el amplificador se dañe.

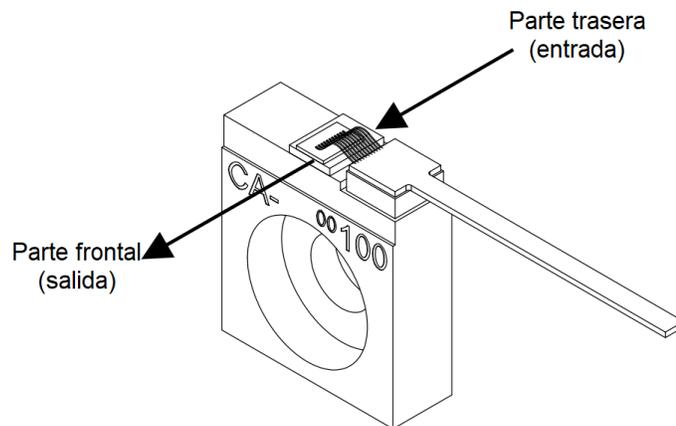


Figura 4.1: Amplificador. Figura tomada de [17]

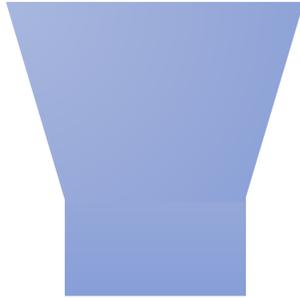


Figura 4.2: Forma cónica de la guía de onda.

El amplificador requiere de que se le suministre una corriente para funcionar, cuyo valor máximo es de 3 A. Esta corriente es suministrada por un controlador de diodo láser, modelo ITC133, de Thorlabs, el cual también se encarga de regular su temperatura, que debe mantenerse en un rango de 5°C a 40°C [17]. También, para facilitar su enfriamiento, el amplificador se encuentra dentro de una montura de cobre, el cual es un material con una conductividad térmica de 226 W/(m · K) [12], lo que lo vuelve un buen conductor y disipador. La montura se encuentra también sobre un par de peltiers, una placa de cobre y un disipador de 5 cm x 10 cm x 10 cm.

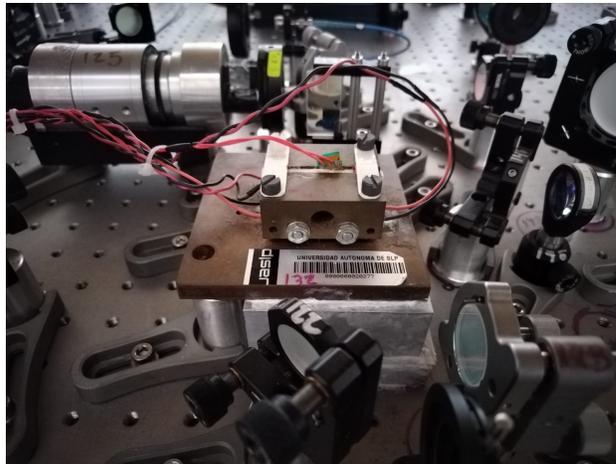


Figura 4.3: Montura del amplificador.

4.1.2. Arreglo experimental

La luz llega a la sección de amplificación por medio de una fibra óptica monomodal pasa por un retardador $\lambda/2$, de tal manera que entra con la polarización correcta a un aislador de Faraday a 35 dB que rota la polarización a 45° , a la salida de este se encuentra otro retardador de $\lambda/2$ que nos regresa a polarización vertical, siendo esta la adecuada para entrar al amplificador. Se colocaron dos filtros para atenuar el haz, el primero deja pasar el 89% de la potencia, y el segundo el 67%, tal que, considerando las pérdidas en el aislador, a la entrada del amplificador obtenemos 1 mW.

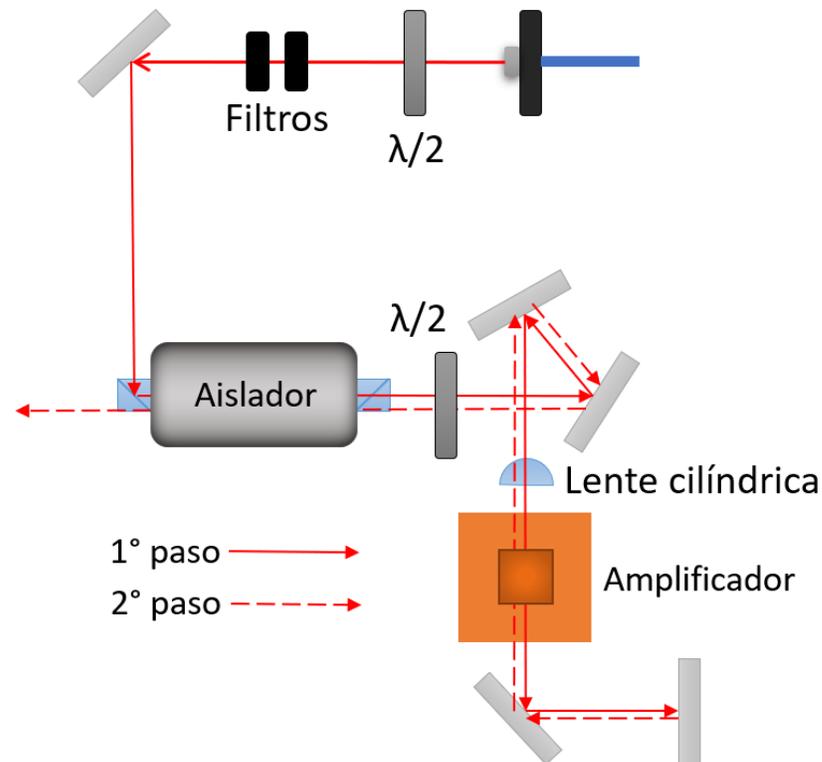


Figura 4.4: Arreglo experimental para la amplificación del láser en potencia. El 1° paso y el 2° paso van sobre la misma trayectoria, en la figura se muestran separados para facilitar su visualización.

El amplificador se encuentra en la configuración de doble paso, de tal manera que el haz se amplifica dos veces. Para el primer paso el haz entra por la dirección incorrecta de la guía de onda, es decir, por la parte más ancha

y se ocupan dos espejos para la alineación. En el segundo paso alineamos el haz retrorreflejado con otro par de espejos, ahora ingresando por la dirección correcta del amplificador. Dado que el amplificador solo colima el haz en la dirección vertical, a la salida del segundo paso se encuentra una lente cilíndrica que lo colima en la dirección horizontal. Después, vuelve a pasar por el $\lambda/2$ y el aislador, obteniendo a la salida un haz de alta potencia con la polarización y forma adecuadas.

4.1.3. Potencia obtenida

Para una potencia de entrada de 1 mW, se graficó la potencia obtenida en función de la corriente, de 0 a 2 A, y con los datos recabados se extrapolo a 3 A, que es el limite de corriente, obteniendo 55.125 mW en la primera amplificación.

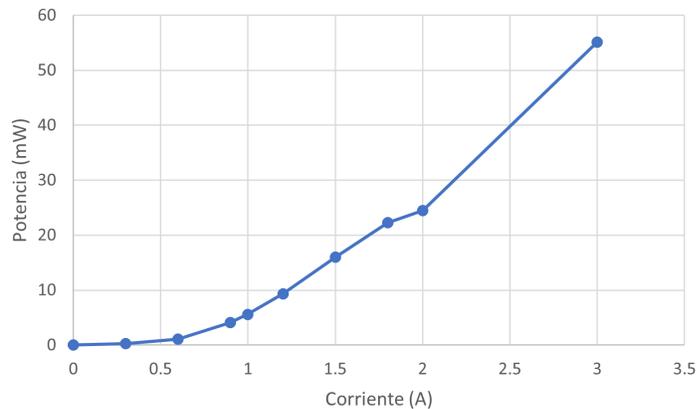


Figura 4.5: Potencia obtenida en el primer paso por el amplificador.

Para el segundo paso también se graficó la potencia contra la corriente, pero ahora aumentándola hasta 3 A, resultando a la salida del doble paso un haz de 400 mW de potencia.

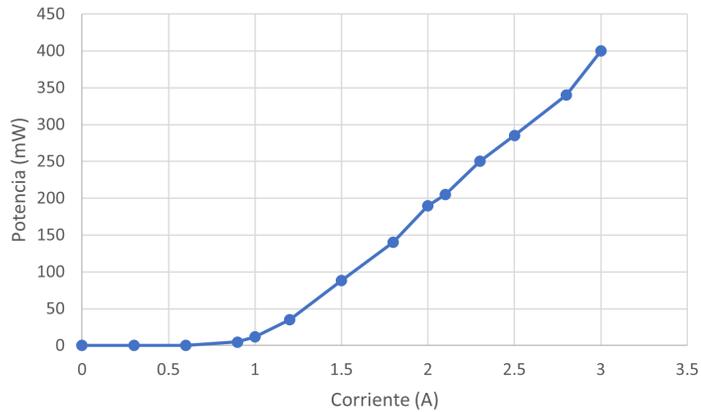


Figura 4.6: Potencia obtenida en el segundo paso por el amplificador.

4.2. Amplificación en tamaño

4.2.1. Configuración de las lentes

El haz, ya amplificado en potencia, pasa por un segundo aislador a 35 dB que evita cualquier reflexión que pueda dañar al amplificador o al diodo láser; posteriormente, pasa por un $\lambda/2$ que corrige su polarización. Lo siguiente en el camino óptico es una lente con distancia focal de 20 cm, que nos permite que el haz este razonablemente colimado una distancia grande, es en este rango que se coloca el AOM, del cual hablaremos más adelante.

Para ensanchar el haz lo que se utiliza es un telescopio compuesto por una lente con distancia focal de 2.5 cm, la cual hará que el haz crezca rápidamente, y otra lente de distancia focal de 30 cm que mantiene el haz colimado. El tamaño final del haz es de 1.6 cm.

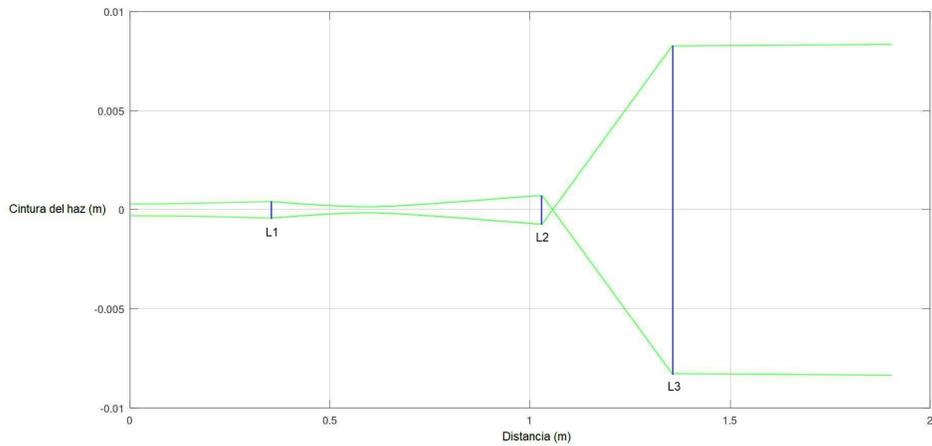


Figura 4.7: Cambio de la cintura del haz conforme pasa por las lentes con distancias focales de 20(L1), 2.5(L2) y 30(L3) cm.

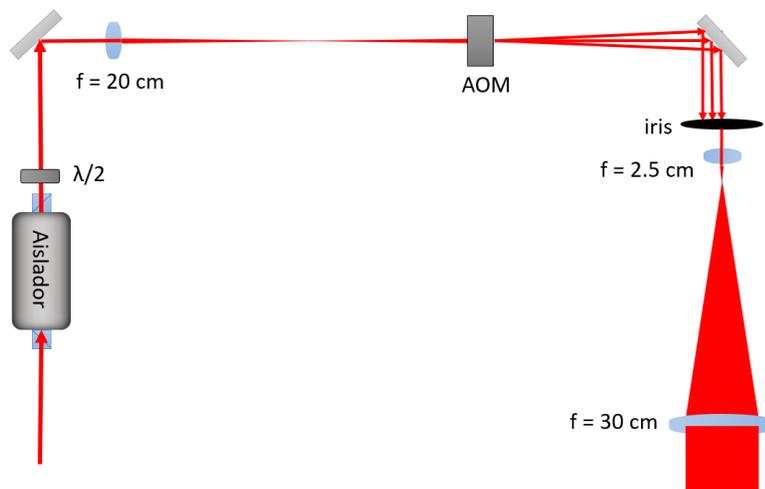


Figura 4.8: Arreglo experimental para la sección de amplificación en tamaño.

4.2.2. Montaje del AOM

El objetivo de este segundo AOM es prender y apagar el láser de atrapado, más rápido a comparación de un obturador o un apagado manual. El orden

de difracción que usamos es el -1, con un cambio de frecuencia de -107.475 MHz que nos deja en resonancia con la transición.

El modelo que usamos es el MT80-B30A1.5-IR de AA Opto Electronics, con una frecuencia central de 80 MHz [32]. Para generar la radio frecuencia se utiliza el sintetizador Novatech, modelo 409B [29] y el amplificador 503C-3 de Isomet [21]. Dado que el AOM soporta una potencia de radio frecuencia de hasta 2.2 W, para evitar cualquier posible daño primero se calibro la potencia de salida del amplificador en función del voltaje de entrada dado por el Novatech. En la gráfica 4.9 se muestran los resultados para un voltaje de entrada de hasta 1 V, obteniendo una potencia de 849.18 mW, que no resultará perjudicial para el AOM.

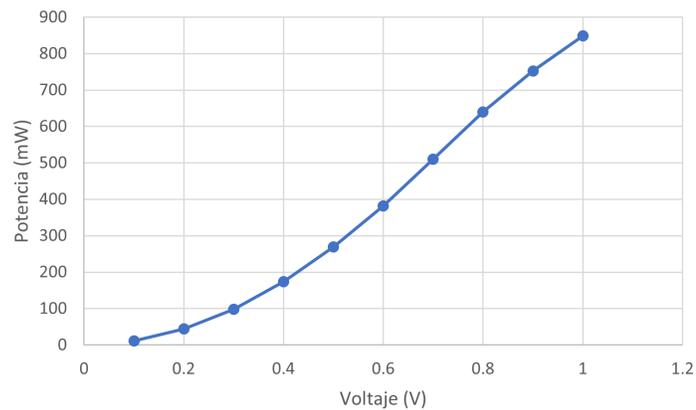


Figura 4.9: Potencia a la salida del amplificador en función del voltaje en el Novatech.

El AOM también requiere de un tamaño adecuado de haz para obtener una buena eficiencia de difracción. Recordemos que el AOM nos forma una rejilla de difracción, si mi haz es muy pequeño, tal que solo pase por una de las rejillas, únicamente se verá el orden 0 de difracción, que es el haz mismo. En cambio, si mi haz crece, entre más rejillas abarque, más delgadas serán las franjas de difracción. Sin embargo, tener un haz muy grande también puede resultar perjudicial, ya que la onda acústica se genera mayormente en la región central, y fuera de esta zona la eficiencia de difracción disminuye. En este caso la separación entre rejillas es de $40 \mu m$ y el tamaño del haz a la entrada del AOM es de $400 \mu m$.

La posición del AOM se ajustó de tal manera que se obtenga la potencia

máxima en el orden -1. En la gráfica 4.10 tenemos la potencia obtenida en el orden -1 en función de la potencia de la señal de radio frecuencia. La potencia final del haz es de 100 mW.

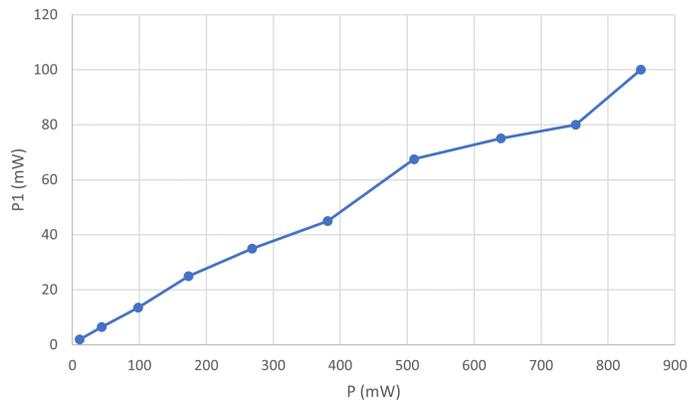


Figura 4.10: Potencia obtenida en el orden de difracción -1, en función de la potencia de la señal de radio frecuencia.

Es así que si consideramos un haz circular de 1.3 cm de diámetro, con una potencia de 100 mW, obtendríamos una intensidad 75.33 mW/cm^2 .

Capítulo 5

Instalación del láser rebombeador

Como vimos en los capítulos anteriores, el láser de atrapado fue ajustado en frecuencia, tal que, al llegar a la trampa (de la cual se hablará en el capítulo 6) excita a los átomos en la transición $5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F = 3)$, la cual se escogió por tratarse de una transición cíclica. Veamos a que nos referimos con este término y que papel juega el láser de rebombeo.

El estado base de los átomos alcalinos, como el Rb, tiene momento angular orbital $L = 0$, por lo tanto, su momento angular electrónico total $J = L + S$, será $J = S$, y considerando el espín nuclear I , obtendremos $F = I + J = I + S$. Enfriar y atrapar se logra usando la transición cíclica $F_g = I + S \rightarrow F_e = F_g + 1$, donde los subíndices g y e indican los estados base y excitado, respectivamente. Esta transición se considera cíclica por que, según indican las reglas de selección para transiciones del tipo eléctrico dipolar, $\Delta F = 0 \pm 1$, al decaer el átomo, lo hará al mismo estado F_g .

Sin embargo, existe otra posible transición con $F_e = F_g$, cercana a la transición cíclica, a la cual podría ser excitada una pequeña parte de la población atómica, y ocasionar que está se pierda, ya que un átomo en $F_e = F_g$ puede decaer a $F'_g = I - S$ ($\Delta F = -1$). Considerando que los desdoblamientos hiperfinos en el estado base son del orden de GHz, el átomo permanecerá en F'_g y no podrá ser enfriado y atrapado.

Para solucionar el problema de la posible pérdida de átomos se usa el láser rebombeador que, como su nombre lo dice, bombea a los átomos al estado correcto. Este se sintoniza en la transición $F'_g = I - S \rightarrow F_e = F'_g$. Así, el átomo en $F_e = F'_g$ puede decaer a $F_g = I + S$, que es el estado que se excita

copia de saturación necesaria para realizar el amarre. En el apartado 5.3 se explicará el montaje de su respectivo AOM. Finalmente, en el apartado 5.4 se muestra la configuración de las lentes para la amplificación en tamaño.

5.1. Parámetros generales

5.1.1. Funcionamiento del láser

El primer punto destacable del rebombeador es que el láser fue construido en el laboratorio. Consta de un diodo láser (Sharp GH0781JA2C), que se encuentra montado en una base LDM21 de Thorlabs, a la cual se le inyecta la señal para el control de corriente y temperatura. La fuente de corriente se construyó tomando como base el diseño de Hall [26], que se caracteriza por ser de muy bajo ruido y permitir introducir una modulación en frecuencia al láser. La temperatura se estabiliza mediante un peltier conectado al controlador de temperatura (ITC133-OEM Laser Diode and Temperature Controller), el cual también se ensambló en el laboratorio, y cuya corriente máxima es de 3A. A la salida del diodo tenemos una potencia de 102 mW. El láser es sintonizable desde 780 a 787 nm con la corriente y temperatura [24], [15].



Figura 5.2: Fuente de corriente de bajo ruido. Tomada de [24].

5.1.2. Estabilización de la temperatura

Durante la instalación del láser rebombeador nos enfrentamos al problema de que no se lograba estabilizar la frecuencia, principalmente porque el láser se calentaba y no alcanzaba la temperatura adecuada. Este problema se debía a que el calor en el láser no estaba siendo disipada.

Para regular la temperatura del láser este cuenta con su propio controlador de temperatura, modelo ITC133 de Thorlabs [40]. Además, la montura del diodo, modelo LDM21 también de Thorlabs [39], cuenta con un enfriador eléctrico integrado.

En un inicio se pensó que el problema se encontraba en el controlador, el cual podría no estar enviando la corriente necesaria para alcanzar la temperatura fija. Para verificar lo anterior se midió la corriente que enviaba el controlador mientras se estabilizaba la temperatura de 18.5°C a 12.5°C , aproximadamente, con el láser apagado. En la figura 5.3 se muestra como la corriente fluctua hasta llegar a un valor estable, que es cuando se alcanza la temperatura deseada.

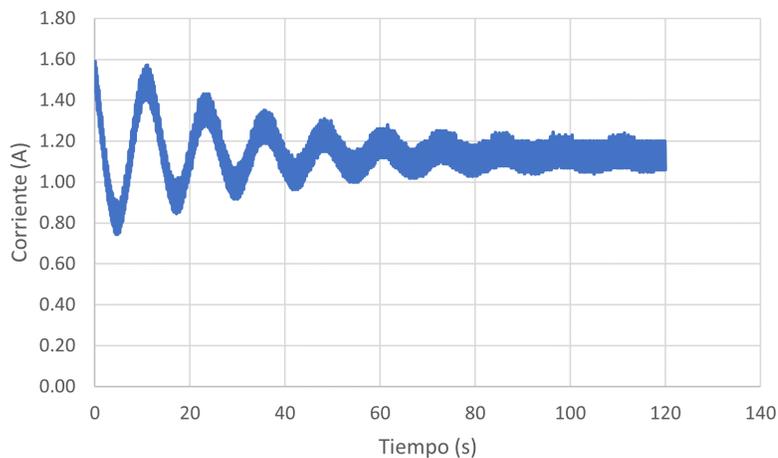


Figura 5.3: Corriente enviada por el controlador mientras se estabiliza la temperatura en un rango de 18.5°C a 12.5°C .

Dado que el problema no era el controlador de temperatura, este debía encontrarse en el láser mismo. Al interior de la montura, que se muestra en la figura 5.4, lo que tenemos además del diodo, es una pieza de cobre y un

peltier que extrae el calor para que este salga por medio de un disipador. La capacidad máxima de enfriamiento es de 2 W [39], por lo que entre la pieza de cobre y el disipador la diferencia de temperatura es de $\Delta T = 5 \text{ }^\circ\text{C}$. Entonces, si el disipador comienza a calentarse, al igual que la carcasa del láser, también se calentarán tanto la pieza de cobre como el diodo.

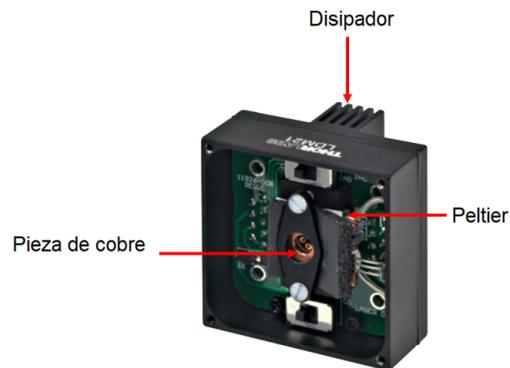


Figura 5.4: Vista interior del LDM21.

Para que se transfiera el calor acumulado en la carcasa, es necesario que esta se encuentre en contacto térmico con un reservorio. La mesa óptica puede funcionar como reservorio y disipador de gran tamaño. El que tan bien se transfiera el calor dependerá de que tan buen contacto exista entre la mesa y el láser. La solución que se implementó fue fijar el láser directo a la mesa, sin ninguna montura, y para asegurar un mejor contacto se aplicó una capa de pasta conductora termal entre ambas superficies. En la figura 5.5 se puede observar como se encontraba montado el láser anteriormente, y en la figura 5.6 se muestra el nuevo montaje.

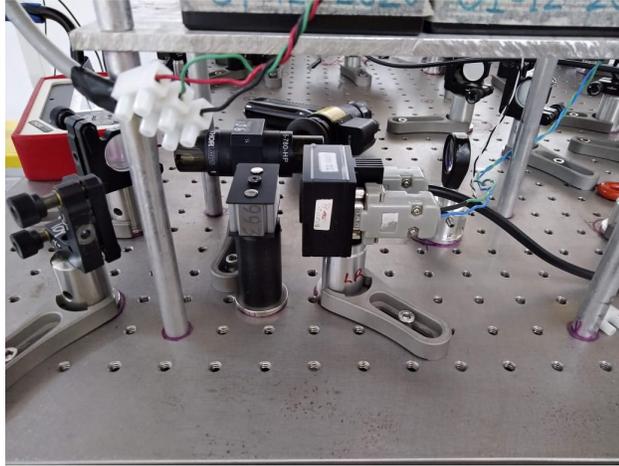


Figura 5.5: Montaje inicial del láser rebombeador. La salida del láser se encontraba bloqueada por motivos de seguridad.

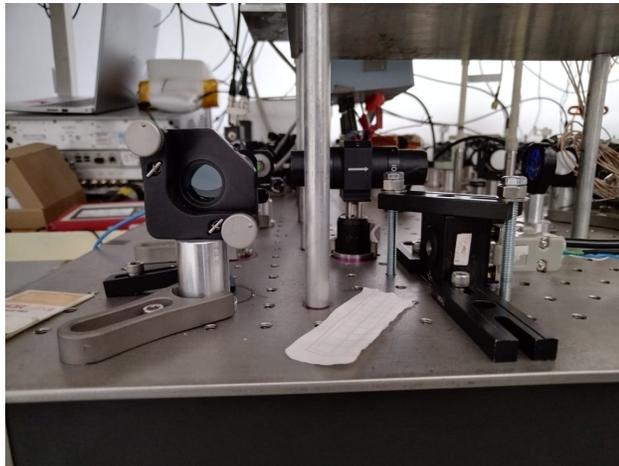


Figura 5.6: Montaje final del láser rebombeador.

Esta corrección nos permitió que el láser se mantuviera en un rango de $12816.67\text{-}12816.72\text{ cm}^{-1}$ durante más de una hora. El valor ideal es 12816.67 y las variaciones se lograron corregir haciendo ligeros cambios en la corriente.

5.1.3. Ancho de línea

Para medir el ancho de línea se realizó el mismo procedimiento descrito en la sección 1.2. La fórmula para la conversión del ruido en voltaje a ruido en frecuencia es:

$$\nu = 3,5\sqrt{\ln\left(\frac{3,1805}{V - 0,02349}\right)}. \quad (5.1)$$

En donde ν es la frecuencia y V el voltaje. El histograma resultante para el ruido en frecuencia, al igual que el ajuste de este a una curva gaussiana, se muestran en la figura 5.7, dando como resultado un ancho de línea de 0.50 ± 0.04 MHz.

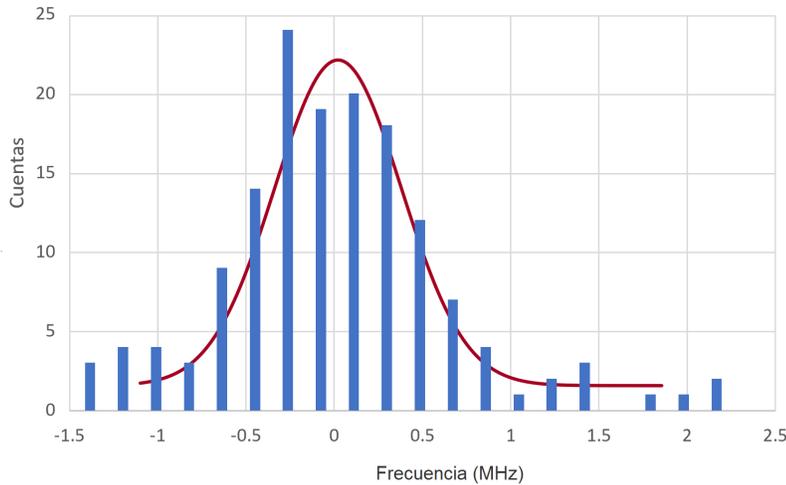


Figura 5.7: Histograma de frecuencias y ajuste gaussiano (en rojo) para el ruido del láser rebombeador.

5.1.4. Camino del láser

Dado que el láser se encuentra al nivel de la mesa, ocupamos un par de espejos a 45° para subirlo a la altura del resto de los elementos ópticos. Después, pasa por un aislador óptico a 60 dB, el cual evita posibles retroreflexiones que puedan dañar al láser. Lo siguiente es un telescopio formado por una lente de distancia focal de 10 cm y otra de 5 cm, que colima nuestro

haz. De igual manera que con el láser trampa, tenemos un retardador, que esta ajustado de tal manera, que al pasar el haz por el cubo divisor tenemos 62 mW destinados al experimento y 4.5 mW a la espectroscopia.

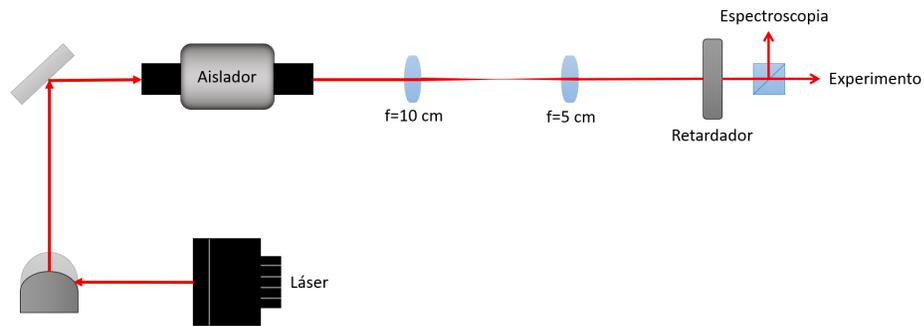


Figura 5.8: Camino que sigue el láser rebombeador, antes de dividirse en los haces para espectroscopia y modulación.

5.2. Espectroscopia de saturación

El láser rebombeador, al igual que el láser trampa, cuenta con su propio arreglo de espectroscopia de saturación, que usamos para realizar el amarre en frecuencia. El montaje experimental es el mismo que se presentó en la sección 2.1. Imágenes del espectro de emisión con y sin saturación, tomadas con nuestro arreglo de espectroscopia, se muestran en las figuras 5.9 y 5.10, respectivamente.

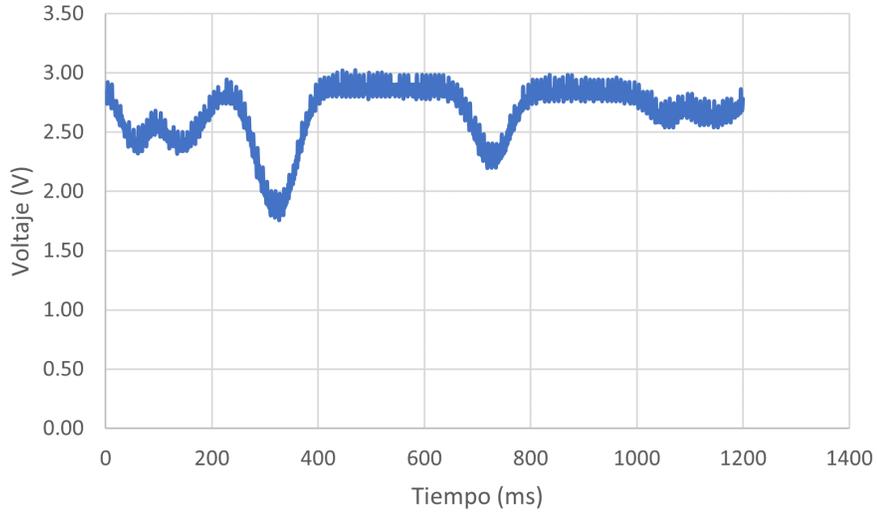


Figura 5.9: Espectro de emisión de Rb con ancho Doppler.

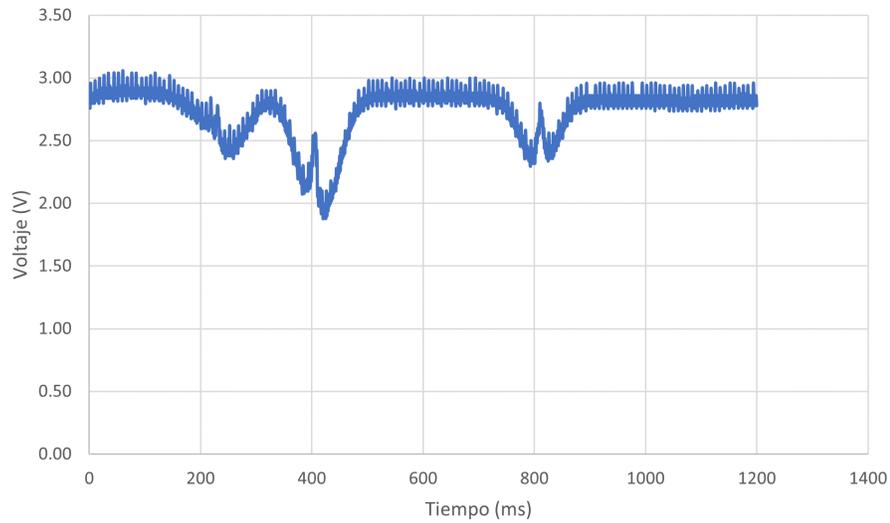


Figura 5.10: Picos de saturación para el espectro de Rb.

Para este caso, el pico al que amarramos el láser es el cruce que se da entre la transición del nivel $5^2S_{1/2}(F = 1)$ a los niveles hiperfinos $5^2P_{3/2}(F = 1)$ y $5^2P_{3/2}(F = 2)$.

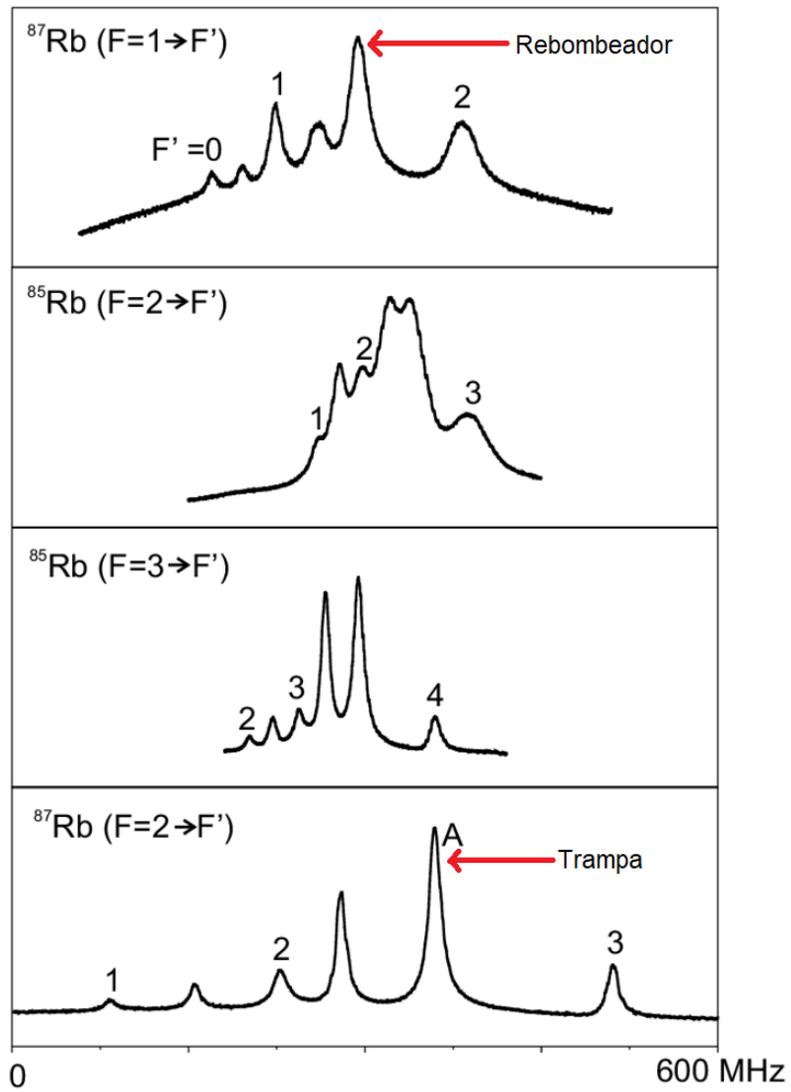


Figura 5.11: Espectro de Rb. Se encuentran señalados los cruces a los cuales se amarran el láser rebombeador y el de la trampa. Tomada de [27].

5.3. Modulación

Al amarrar el láser nos encontramos arriba de resonancia con la transición que queremos, la cual es $5^2S_{1/2}(F = 1) \rightarrow 5^2P_{1/2}(F = 1)$. Para estar en resonancia necesitamos un cambio en frecuencia de 78.4735 MHz, el cual viene dado un el AOM. El orden de difracción que utilizamos es el -1, para que el cambio en frecuencia se vea reflejado como una disminución en está.

Utilizamos el modelo MT80-B30A1.5-IR de AA Opto-Electronic [30], con el controlador 630C-80 de Isomet. La frecuencia central es de 80 MHz, tiene un rango de ajuste de 60 a 100 MHz, que abarca de 0 a 10 V, y una tasa de respuesta mayor a 10 MHz/ μs [23]. Para nuestro caso el voltaje necesario es de 5 V. El voltaje en este AOM se mantendrá fijo, por lo que no es necesario optimizar un rango en específico, como sucedió con el AOM en doble paso para el láser trampa.

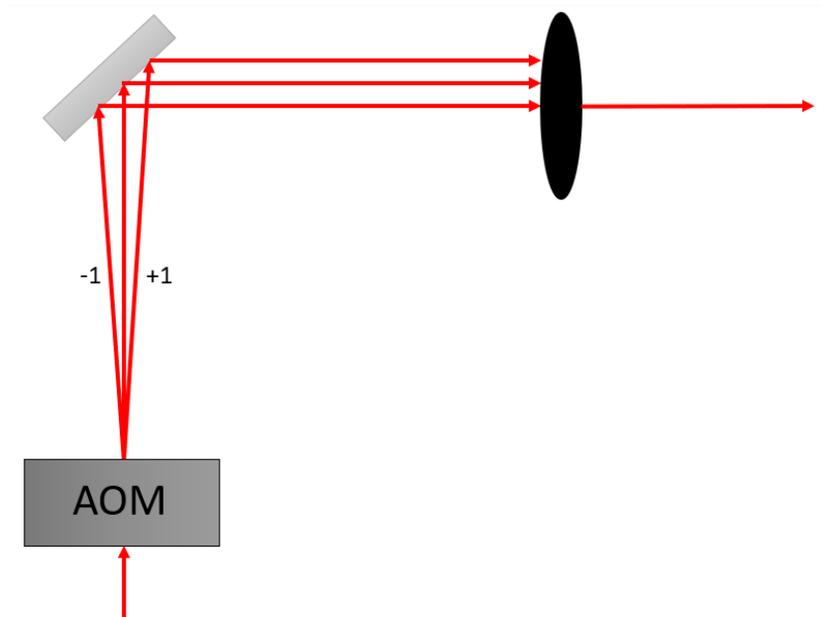


Figura 5.12: Montaje del AOM del rebombeador.

La posición del modulador se ajusto de tal manera que obtuvimos alrededor de un 80% de eficiencia en el orden de difracción -1, lo que nos da como resultado una potencia de 46 mW.

5.4. Expansión en tamaño

Después de pasar por el modulador, el haz de rebombeo es expandido en tamaño por medio de un telescopio conformado por dos lentes con distancias focales de 2.54 y 30 cm, con una separación que es igual a la suma de las distancias. La primera lente se encuentra ubicada a 61.5 cm, a partir de la salida del AOM. Con esta configuración el haz aumento su diámetro a 1.4 cm.

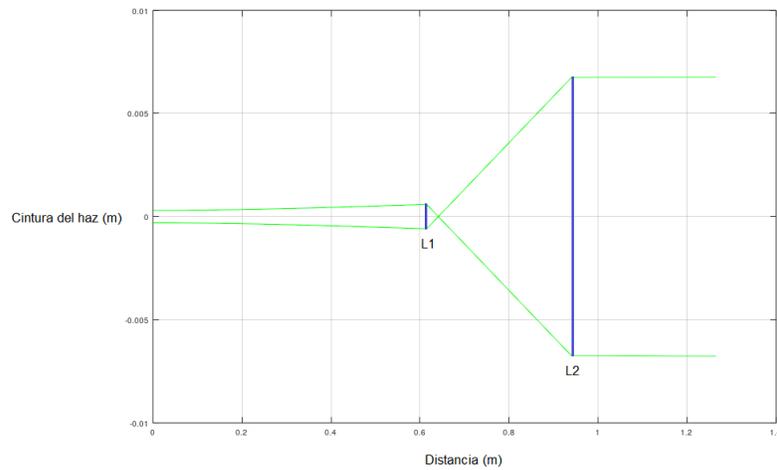


Figura 5.13: Cambio de la cintura del haz conforme pasa por las lentes con distancias focales de 2.54(L1) y 30(L2) cm.

Capítulo 6

Montaje de la trampa magneto-óptica

A lo largo de esta tesis hemos discutido los aspectos necesarios para tener láseres precisos en frecuencia y con la intensidad adecuada para ser implementados en una trampa magneto-óptica, sin embargo, estos no son los únicos elementos requeridos para obtener una MOT. En este capítulo explicaremos el funcionamiento de la trampa, cómo lograr las fuerzas disipativa y restitutiva, y la instalación del resto de los componentes, que son el sistema de vacío y el sistema de imagen. El montaje de lo antes listado da como resultado una MOT, la cual se presenta al finalizar el capítulo.

6.1. Enfriamiento Doppler

La idea de que una fuerza generada por la dispersión de fotones, aplicada en átomos libres, pueda depender de la velocidad y, por lo tanto, ser usada para enfriar un gas, fue sugerida por Wineland y Dehmelt [45], Hansch y Schawlow [19], y Wineland e Itano [46] aunque Kastler, Landau y otros hicieron alusión a esto en años anteriores. Algo que hay que destacar es que desacelerar no es lo mismo que enfriar. Cuando hablamos de enfriado láser nos referimos a la compresión de la distribución de las velocidades de la nube atómica.

Entonces, ¿Cómo se genera esta fuerza capaz de enfriar a los átomos? Consideremos la situación en la que tenemos un átomo y un láser viajando en direcciones opuestas, como se ve en la figura 6.1.

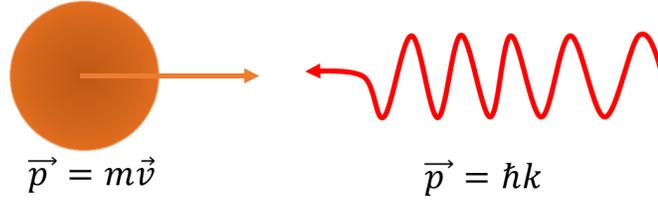


Figura 6.1: Láser y átomo moviéndose en sentido contrario.

Estos pueden interactuar por medio de tres procesos: absorción, emisión estimulada y emisión espontánea. Consideremos al átomo con energía y momento, $E = E_0$ y $\vec{p} = m\vec{v}$, y dos niveles energéticos $|g\rangle$ y $|e\rangle$ con frecuencia de transición ω_{ge} ; y al láser con frecuencia ω_L cercana a ω_{ge} . Dado que el átomo viaja en dirección opuesta, verá un corrimiento Doppler en la frecuencia del láser dado por

$$\omega_D = \vec{k} \cdot \vec{v} = kv\cos(\theta), \quad (6.1)$$

donde \vec{k} es el vector de la luz, \vec{v} la velocidad del átomo y θ el ángulo entre estos vectores. Cuando la desintonía del láser

$$\delta = \omega_L - \omega_{eg}, \quad (6.2)$$

coincida con el corrimiento Doppler

$$\delta + \omega_D = 0, \quad (6.3)$$

el átomo verá al láser en resonancia y se tendrá la absorción de un fotón, $E = h\nu$ y $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, lo que provocará un cambio en la energía y momento del átomo, que también se da en la emisión espontánea y estimulada. El cambio de momento debido a la absorción del fotón será en la dirección del haz, que en este caso es la opuesta a su movimiento, y dependerá del número de fotones absorbidos $\vec{p} = N\hbar\vec{k}$. Para el caso de las emisiones espontáneas estas se dan en una dirección aleatoria, por lo que en promedio, el cambio de momento dado por éstas es 0, pero proveen el proceso disipativo necesario para enfriamiento. Por lo tanto, si en un intervalo de tiempo tenemos un cambio de momento, podemos definir una fuerza

$$\vec{F} = \frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} = \hbar\vec{k}\gamma_p, \quad (6.4)$$

en donde γ_p es la tasa de dispersión de fotones

$$\gamma_p = \frac{S_0\gamma/2}{1 + S_0 + (2\delta/\gamma)^2}, \quad (6.5)$$

la cual vimos en la sección 2.4, con $S_0 = I/I_s$. Si bien, podría parecer que un fotón no causa un impacto relevante en el átomo, cuando nos referimos a una cantidad considerable de fotones, como en el caso de un láser, la fuerza ejercida ya se vuelve significativa. Para visualizar mejor esto, hagamos una comparación entre la fuerza de un láser y la fuerza gravitacional ejercidas sobre un átomo. Para el caso del ^{87}Rb la fuerza gravitacional tiene una magnitud de

$$F_g = mg = (1,66 \times 10^{-27} \text{ kg})(87)(9,8 \text{ m/s}^2) = 1,415316 \times 10^{-24} \text{ N}. \quad (6.6)$$

Para la fuerza ejercida por el láser, tenemos como referencia nuestro láser trampa, cuya intensidad es de 75.33 mW/cm^2 . Tenemos los valores de $I_s = 3,58 \text{ mW/cm}^2$, $S_0 = 21,042$ y $\Gamma/2\pi = 6 \text{ MHz}$. Si suponemos $\delta = 0$

$$\gamma_p = \frac{(21,042)(37699000 \text{ Hz})/2}{1 + 21,042} = 17994337,13 \text{ fotones/s}. \quad (6.7)$$

Por lo tanto, la magnitud de la fuerza viene dada por

$$F = \frac{(1,054 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})(2\pi)(17994337,13 \text{ 1/s})}{7,80 \times 10^{-7} \text{ m}} = 1,52778 \times 10^{-20} \text{ N}. \quad (6.8)$$

Por lo que la fuerza ejercida por un láser sobre un átomo es 4 ordenes de magnitud más grande que la fuerza gravitacional.

6.1.1. Limite Doppler

La dispersión de fotones tiene un máximo cuyo valor es $\gamma_p = \gamma/2$, por lo que existe un limite en el enfriamiento Doppler el cual viene dado por [20]

$$k_B T_D = \hbar \frac{\gamma}{2}, \quad (6.9)$$

en donde T_D es la temperatura más baja que podemos alcanzar, la cual, para el caso del Rb es $T_D = 143 \mu\text{K}$.

6.1.2. Molasa óptica

Ahora, consideremos el caso en donde tenemos dos haces, el láser mismo y su retrorreflexión, y tomemos $\delta < 0$.



Figura 6.2: Molasa óptica en 1D.

Para el caso en que el átomo se mueva hacia la derecha, el láser que va hacia la izquierda ejercerá una fuerza mayor, ya que, debido al corrimiento Doppler, se encuentra más cerca de resonancia. Por el contrario, el láser que viaja hacia la derecha, ejercerá una fuerza menor, porque el átomo lo verá con una mayor desintonía. Es así que para L_1 habrá una velocidad negativa que compense la no resonancia y me dará un máximo en la fuerza. Mientras, que para L_2 tendremos una velocidad positiva que me maximice la fuerza, que en este caso es negativa.

Esta configuración se conoce como molasa óptica, y la fuerza viene dada por $\vec{F}_{OM} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$, en donde [20]

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar \vec{k} \gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + (2(\delta \mp |\omega_D|)/\gamma)^2}. \quad (6.10)$$

Sumando las fuerzas y realizando una expansión en serie de Taylor alrededor de \vec{v} , obtenemos

$$\vec{F}_{OM} \cong \frac{8\hbar k^2 \delta S_0 \vec{v}}{\gamma(1 + S_0 + (2\delta/\gamma)^2)^2} \equiv -\beta \vec{v}. \quad (6.11)$$

Que corresponde a una fuerza de tipo disipativa que va frenando a los átomos, la cual puede observarse en la figura 6.3.

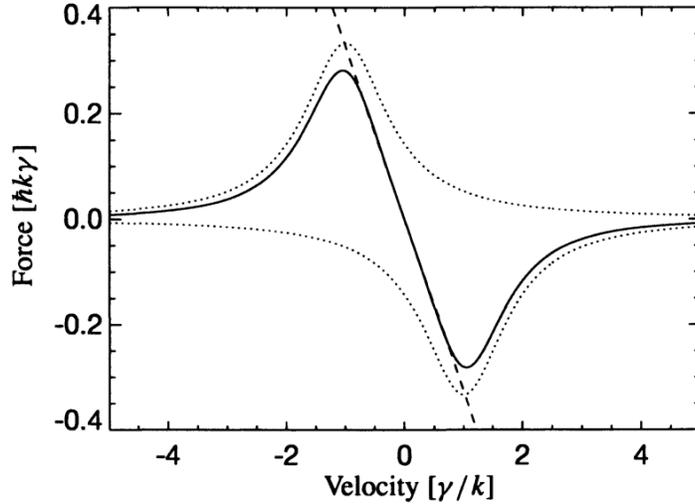


Figura 6.3: Dependencia en la velocidad para la fuerza de amortiguamiento dada por una molasa en 1D. Las línea punteadas representan la fuerza de cada láser y la línea sólida la suma de estas. Tomada de [20]

6.2. Fuerza restitutiva

Hemos visto que la fuerza disipativa que nos permite reducir la distribución de velocidades viene dada por los láseres, sin embargo, también requerimos de una fuerza restitutiva que nos permita tener control de la posición.

$$F = -\kappa \vec{r} \quad (6.12)$$

Este tipo de fuerza la logramos con un gradiente de campo magnético. El gradiente es preferible que sea constante, es decir, que el campo tiene que cambiar linealmente en todas las direcciones, a partir del origen con $B = 0$ donde se forma la trampa.

Consideremos dos haces contrapropagantes en la dirección \hat{z} , con polarización en la configuración $\sigma^+ \sigma^-$, donde uno tiene polarización circular derecha σ^+ y el otro con polarización circular izquierda σ^- . Si suponemos la existencia de un campo magnético inhomogéneo \vec{B} , debido al efecto Zeeman los niveles de energía experimentan un desdoblamiento dado por

$$\Delta E_{m_F} = -\langle \mu_F \rangle_z B = m_F g_F \mu_B B, \quad (6.13)$$

en donde $\langle \mu_F \rangle_z$ es la componente z del promedio del momento magnético, m_F es el número cuántico magnético tal que $-F \leq m_F \leq F$, siendo F el momento angular total; g_F es el factor de Landé y μ_B el magnetón de Bohr.

Para el caso en que $\omega_L < \omega_{ge}$, los átomos en $z > 0$ absorberán preferencialmente fotones con polarización σ^- , lo cual induce a transiciones con $\Delta m_F = -1$. Mientras, que los átomos en $z < 0$ absorberán más fotones con polarización σ^+ que conducen a transiciones con $\Delta m_F = +1$. En $z = 0$ la tasa de absorción para luz σ^+ o σ^- será por igual. Por lo tanto, los átomos en $z > 0$ sentirán un cambio de momento hacia la izquierda y en $z < 0$ hacia la derecha, provocando que los átomos sean empujados al centro. Lo anterior de ilustra en la figura 6.4.

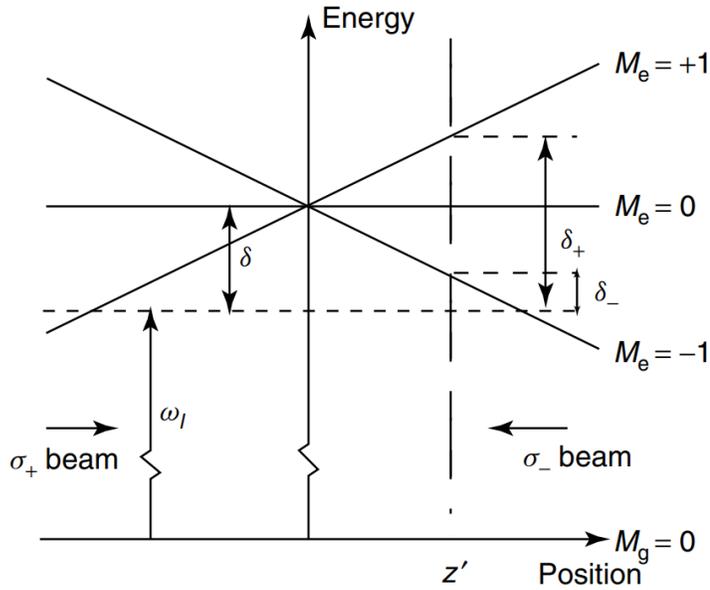


Figura 6.4: Configuración de los haces con polarización $\sigma^+\sigma^-$. Se muestra también el desdoblamiento de los niveles debido a la presencia de un campo magnético inhomogéneo B . Un átomo en a posición z' absorberá preferencialmente átomos con polarización σ^- debido a que su desintonía δ_- es menor que la desintonía δ_+ , que corresponde al láser con polarización σ^+ . Por lo que sentirá un fuerza mayor hacia la izquierda, empujándolo al centro. Tomada de [20]

6.2.1. Generación del campo \vec{B}

Para generar el campo magnético lo que se utiliza es un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz, la cual consiste en dos bobinas idénticas de radio a y N vueltas, por las que circula una corriente constante I en direcciones opuestas, colocadas concéntricas a una distancia d de separación, como se muestra en la figura 6.5.

La condición geométrica para obtener un gradiente constante es

$$d = \sqrt{3}a \quad (6.14)$$

que de cumplirse nos da como resultado un campo de la forma

$$B(r) = cr, \quad B(\phi) = 0, \quad B(z) = bz, \quad (6.15)$$

en donde c y b representan constantes, y el campo está dado en coordenadas cilíndricas [43] [8].

La forma del campo y las líneas generadas por este se muestran en las figuras 6.6 y 6.7

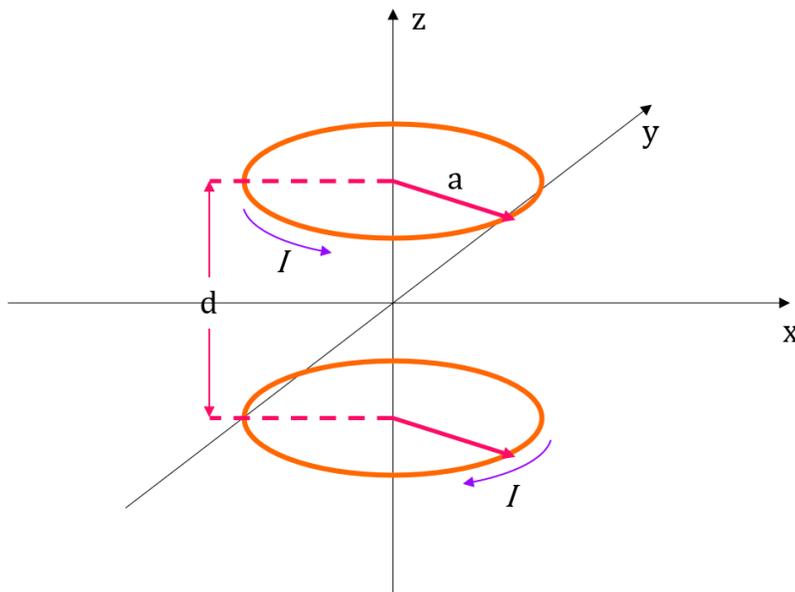


Figura 6.5: Configuración de bobinas anti-Helmholtz

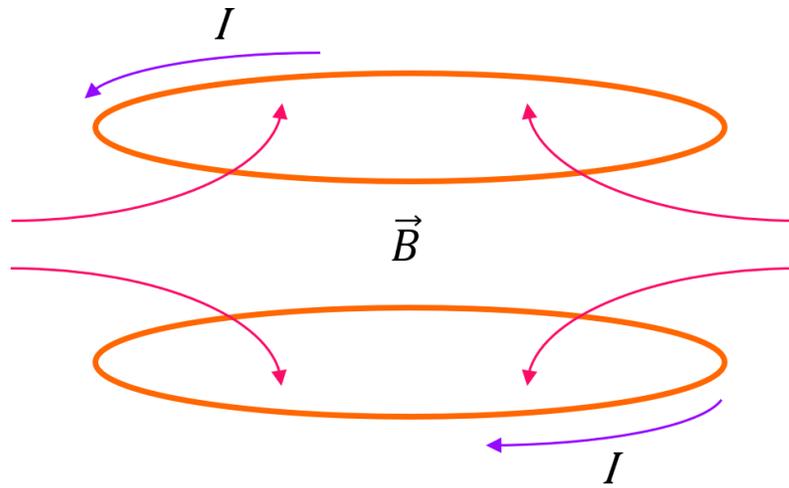


Figura 6.6: Líneas de campo generadas por las bobinas.

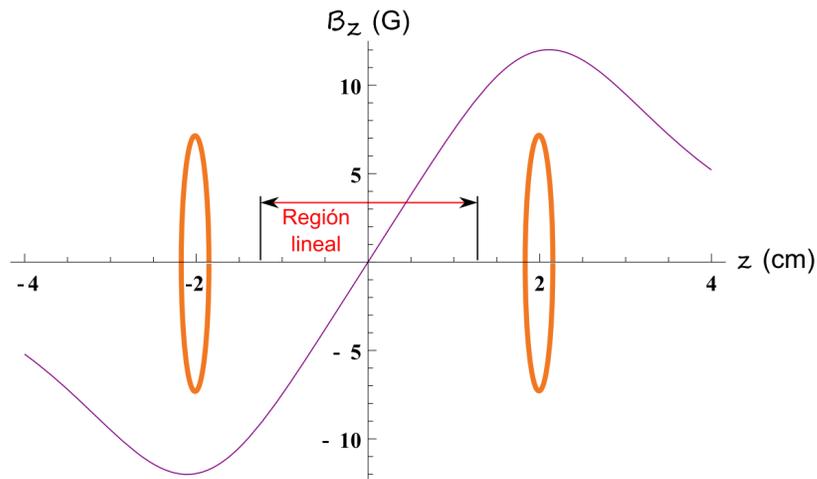


Figura 6.7: Campo generado por las bobinas para $I = 2 \text{ A}$, $a = 2.3 \text{ cm}$ y $d = 4 \text{ cm}$. Tomada de [8].

6.2.2. Especificaciones de las bobinas

El diseño de las bobinas cumple con los siguientes criterios:

- 1) Que el gradiente $(\nabla \vec{B})_z = \mathcal{G}$ sea de 5 G/cm y pueda llegar hasta 15 G/cm

o más por tiempos cortos ($1 \text{ G/cm} = 10^{-2} \text{ T/m}$).

2) Que se adapte a los parámetros de la fuente $I_{max} = 25 \text{ A}$ y $V_{max} = 20 \text{ V}$.

3) Que las bobinas no se calienten mucho.

4) Su inductancia debe ser baja para apagar rápidamente el campo.

Con estas consideraciones se tienen los parámetros $d = 4.8 \text{ cm}$ y $2a = 2.54 \text{ cm}$. El alambre es calibre 15 AWG con $A = 1.65 \text{ mm}^2$ (diámetro 1.45 mm) y $N = 25$ vueltas. Con esta configuración, para $\mathcal{G} = 5 \text{ G/cm}$ necesitamos $I = 1.94 \text{ A}$, $V = 127 \text{ mV}$ y $P \approx 0.3 \text{ W}$, y para $\mathcal{G} = 15 \text{ G/cm}$, $I = 5.7 \text{ A}$, $V = 516 \text{ mV}$ y $P \approx 3 \text{ W}$ [8].

Las bobinas se encuentran enrolladas en unos carretes, con 5 capas de 5 vueltas, sobre postes de aluminio colocados a la altura correcta para que coincida con la celda.

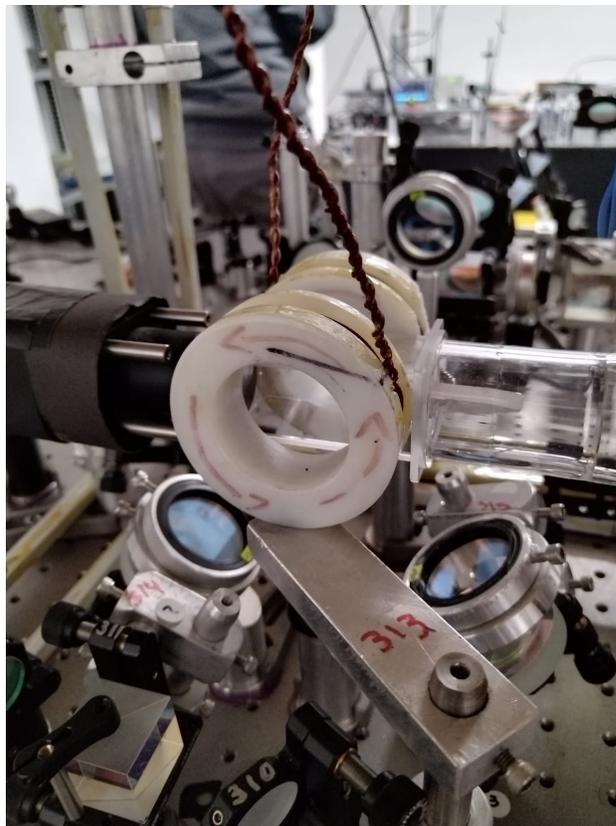


Figura 6.8: Carretes en los que se encuentran enrolladas las bobinas.

6.3. Enfriamiento subDoppler

En la configuración $\sigma^+\sigma^-$ los dos haces generan un gradiente de polarización, es decir, tenemos un campo de magnitud constante y que está linealmente polarizado, pero cuya dirección de polarización rota por un ángulo de 2π en ciclos de $\lambda/2$; causando una dependencia espacial debido a que la dirección en la polarización va cambiando conforme los átomos se mueven a través de la luz.

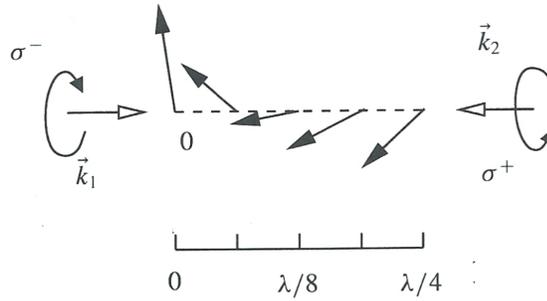


Figura 6.9: Gradiente de polarización para la configuración $\sigma^+\sigma^-$. Tomada de [20].

Este tipo de enfriamiento puede verse desde dos perspectivas. Desde el punto de vista del átomo, si la velocidad de este es 0, entonces permanece en la misma posición y siempre ve la misma polarización; en cambio, si la velocidad es diferente de 0, verá que la dirección de la polarización está girando. Por otro lado, en el marco de referencia en el que la polarización está fija, lo que veo es que el átomo precesa. Según el teorema de Larmor aparece un campo inercial debido a la rotación. Este campo inercial luce como un campo magnético "ficticio" \vec{B}_0 paralelo al eje de rotación, y cuya amplitud es tal que la correspondiente frecuencia de Larmor es igual a la velocidad de rotación kv . Por lo que cambiar v es equivalente a cambiar \vec{B}_0 . La aparición de este campo induce acoplamientos proporcionales a kv entre los niveles del estado base $m_F = 0$ y $m_F = \pm 1$, los cuales desaparecen cuando $v \rightarrow 0$ [11].

En este caso la fuerza que ejerzan los láseres σ^+ y σ^- sobre el átomo será diferente conforme este se mueva, no por el efecto Doppler, sino por la diferencia en las poblaciones de los estados base inducida por el término

inercial.

Este tipo de enfriamiento fue discutido por Dalibard y Cohen Tannoudji [11], también existe otra configuración para lograrlo, llamada *lin* \perp *lin* en la cual se usan dos haces contrapropagantes con polarización lineal ortogonal.

La nueva temperatura que se alcanza viene dada por

$$k_B T_S = b \Delta E_g, \quad (6.16)$$

donde ΔE_g es la separación de los niveles hiperfinos del estado base y b es una constante que depende del gradiente de polarización de la luz. Para la configuración $\sigma^+ \sigma^-$ corresponde a $b = 0.097$ [8].

Existe también un límite físico en la temperatura, conocido como Límite de Reculeo. Debido al movimiento de reculeo de los átomos al absorber un fotón tenemos una energía de reculeo dada por

$$E_r = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = k_B T_r, \quad (6.17)$$

en donde T_r es la temperatura mínima alcanzada, que para el caso del Rb corresponde a $T_r = 0,37 \mu\text{K}$.

6.3.1. Fuerza total sobre los átomos

Considerando tanto los haces como el campo magnético que actúa sobre los átomos, la fuerza viene dada por $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$, en donde

$$\vec{F}_\pm = \pm \frac{\hbar \vec{k} \gamma}{2} \frac{S_0}{1 + S_0 + (2\delta_\pm/\gamma)^2}, \quad (6.18)$$

la desintonía para cada láser esta dada por

$$\delta_\pm = \delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \mu' B / \hbar. \quad (6.19)$$

Aquí $\mu' = (g_e M_e - g_g M_g) \mu B$ es el momento magnético efectivo de la transición y el último termino corresponde al corrimiento Zeeman $\omega_z = \mu' B / \hbar$.

Cuando los corrimientos Doppler y Zeeman son pequeños comparados con la desintonía, el denominador se puede expandir en serie de Taylor y obtenemos

$$\vec{F} = -\beta \vec{v} - \kappa \vec{r}, \quad (6.20)$$

en donde el coeficiente de amortiguamiento β , está dado por la ecuación 6.11. La constante de resorte κ está dada por

$$\kappa = \frac{\mu' \mathcal{G} \beta}{\hbar k}, \quad (6.21)$$

donde \mathcal{G} es el gradiente de campo magnético en G/cm.

6.4. Sistema de vacío

Entendemos por vacío la ausencia de partículas en un determinado espacio, en el cual la densidad es muy baja, y obtendremos presiones por debajo de la atmosférica. Su unidad de medida más común es el Torr (1 Torr = 1/160 atm = 101325/760 Pa). En el orden de 10^{-7} Torr y menores nos encontramos en el régimen de Ultra Alto Vacío (UHV). Tener un buen vacío lo que nos permite es prolongar el tiempo de vida de la trampa, ya que evita que los átomos colisionen con otras partículas que puedan encontrarse en la celda.

6.4.1. Bombas de vacío

El vacío en nuestra trampa esta dado por la bomba NEX Torr D 100-5 de Saes Getters, la cual permite alcanzar el UHV de manera eficiente, ya que combina el uso de una bomba de tipo Getter No Evaporable (NEG), con una bomba iónica. Tiene la gran ventaja de mantener la presión a un nivel bajo durante una falla de suministro eléctrico con el material getter, facilitando recuperar el vacío [3].

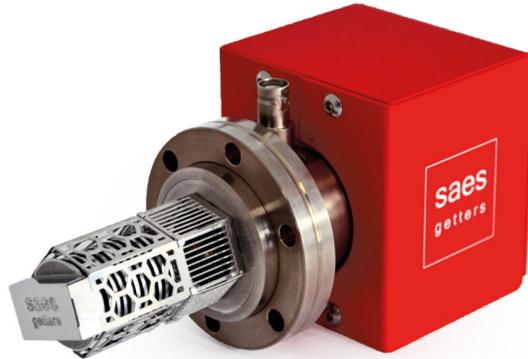


Figura 6.10: Bomba de vacío NEX Torr. Tomada de [3].

Una bomba de tipo NEG funciona con un material getter compacto, cuya estructura es porosa a nivel atómico. La moléculas del gas son absorbidas químicamente en la superficie de este material y se difunden rápidamente en el interior, lo que permite que se genere espacio para que otras moléculas sean absorbidas. No funcionan bien para gases inertes ya que estos no reaccionan, pero son excelentes para otros gases, como el hidrógeno y sus isótopos. El material getter se activa al calentarlo a una temperatura óptima, según que tipo de gas se desea bombear. Una ventaja es que después de activadas siguen bombeando sin necesidad de corriente. Estas bombas alcanzan presiones de 10^{-11} Torr, pero requieren un vacío previo de 10^{-6} Torr o menor, ya que de lo contrario corren el riesgo de saturarse.

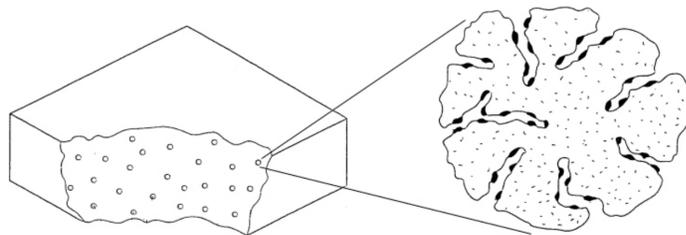


Figura 6.11: Esquema del material tipo getter con el que funciona la bomba NEG. Tomada de [8].

En una bomba iónica se mantiene una descarga eléctrica entre el arreglo de celdas anódicas cilíndricas, o celdas de Penning (PZ), de acero inoxidable y las placas catódicas de titanio. La descarga se inicia debido a una diferencia de potencial de 5 kV entre los electrodos. Un campo magnético homogéneo de aproximadamente 0.1 T, creado por imanes permanentes, permite confinar a los electrones en movimientos espirales dentro de las celdas de Penning. Las moléculas de gases inertes, así como otras moléculas, se ionizan en la descarga y son aceleradas contra las placas catódicas, con la energía necesaria para que permanezcan enterradas en la superficie, o bien, sean químicamente absorbidas por el titanio [41], [25].

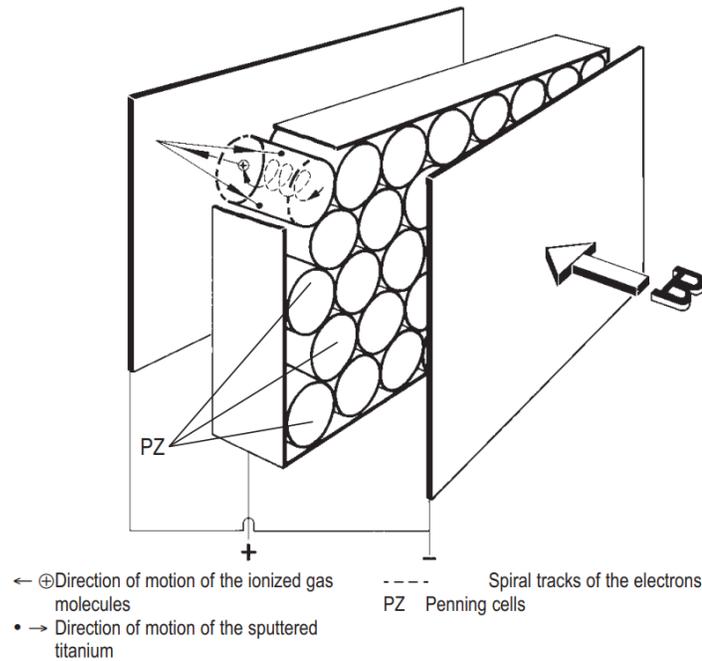


Figura 6.12: Principio de operación de una bomba iónica. Tomada de [41].

6.4.2. Montaje

Dado que la bomba requiere de un vacío preliminar de 10^{-6} Torr para poder operar, este se realizó durante la primera instalación de la trampa, usando una estación de bombeo PT 70 F-Compact de la compañía Cerlikon Leybald Vacuum [8] que se compone de una bomba turbo molecular

respaldada por un diafragma.

El sistema se compone también de una cámara cilíndrica de vidrio con una pequeña celda cúbica en un extremo, en la cual se alberga la trampa. El rubidio es suministrado por unos dispensadores RB/NF/7/25FT (Saes Getters) que evaporan rubidio cuando se calientan al ser alimentados con corriente (3 - 4 A). Los dispensadores se encuentran dentro de la cámara de vidrio y están conectados con cable Kapton compatible con UHV. En la celda de atrapado también está montado un pequeño espejo que sirve para obtener imágenes de absorción. Más detalles respecto al ensamblado del sistema de vacío pueden consultarse en [8].

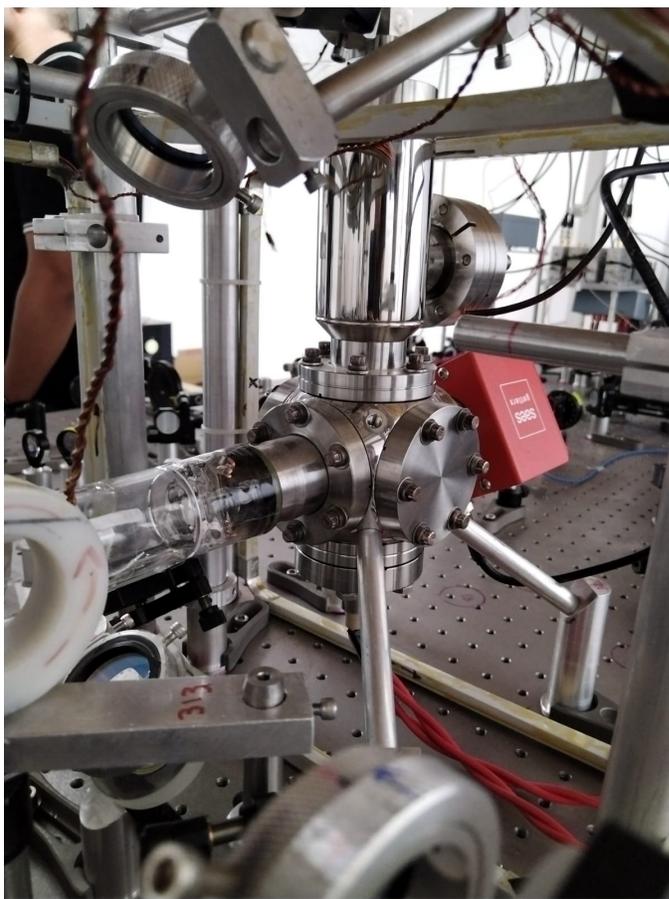


Figura 6.13: Montaje de la bomba de vacío.

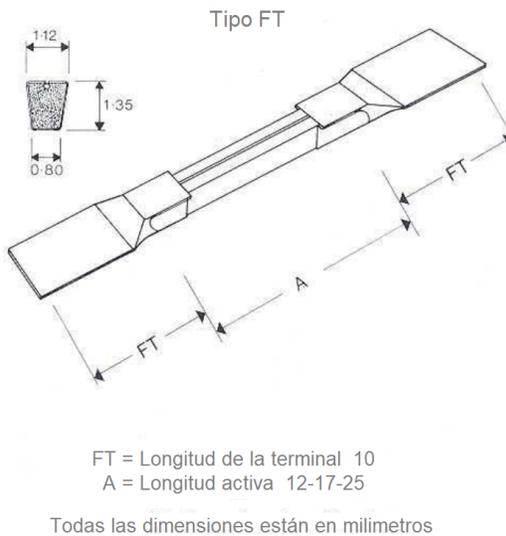


Figura 6.14: Dispensador de Rubidio. Tomada de [1].

6.5. Sistema de imagen

Queremos ver a los átomos atrapados en tiempo real y para lograr esto existen dos técnicas principales. La primera consiste en medir la luz que emiten espontáneamente los átomos al ser excitados por un haz láser (imagen por fluorescencia), y la segunda en observar su sombra proyectada al absorber parte del haz (imagen de absorción) [18], [44]. Para cualquiera de las dos técnicas requerimos de un sistema óptico que recolecte parte de la luz, la colime y la enfoque sobre el CCD de una cámara, la cual convierte los fotones en fotoelectrones, y genera un número de cuentas por cada píxel, que es proporcional al número de fotones recibidos y, por lo tanto, al número de átomos atrapados.

6.5.1. Configuración

La configuración que utilizamos es la $f - 2f - f$, que consiste en colocar el objeto a la distancia focal de la lente, para después posicionar una segunda lente a una distancia $2f$, y el siguiente elemento a una distancia f . En este caso el sistema es a doble relevo, por lo que esta configuración se repite dos veces. Al centro del arreglo tenemos un iris montado en un soporte de traslación XY

que ayuda a eliminar el ruido, y nos permite visualizar regiones específicas. En el segundo relevo contamos también con un divisor de haz 50/50 que transmite la luz hacia una cámara CCD, y la porción reflejada es enviada a un fotodiodo.

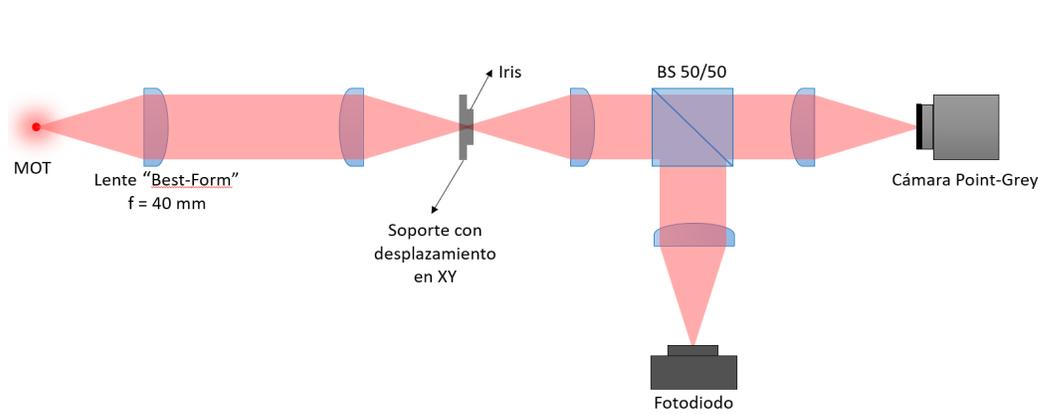


Figura 6.15: Arreglo experimental del Sistema de Imagen.

Se utilizan lentes biconvexas tipo “Best Form” modelo LBF254-040-B de Thorlabs [2], de diámetro $D = 24.5$ mm y $f = 40$ mm. Estas lentes se caracterizan por minimizar las aberraciones esféricas y ya que tienen diferente curvatura de cada lado, y un recubrimiento anti-reflejante tipo B (650-1050 nm). Utilizamos una cámara Point-Grey modelo BFLY-PGE-0552M-CS, la cual cuenta con un sensor CCD (charge-coupled device) con una resolución de 808×606 píxeles, el tamaño por cada píxel es de $6 \mu\text{m}$ [4], y se le agrego un filtro a 780 nm. Esta cámara es de uso provisional, mientras se realiza el cableado adecuado a las computadoras externas del laboratorio.

6.6. Montaje

Para el montaje de la trampa, el láser de atrapado se divide en tres caminos por medio de dos cubos divisores de haz polarizados (PBS). Usamos un par de retardadores $\lambda/2$ para controlar la potencia en cada haz, de tal manera que en cada camino tenemos 4 mW. Cada uno de los haces se retro-refleja dando como resultado tres pares de haces contrapropagantes que nos permiten reducir la distribución de velocidades en los tres ejes ortogonales.

Por cada par de láseres tenemos un par de retardadores $\lambda/4$ que nos dan la polarización adecuada $\sigma^+\sigma^-$.

El arreglo experimental completo, incluyendo bobinas, sistema de vacío y sistema de imagen, se muestran en la figura 6.17. Aquí también aparecen las bobinas compensatorias que forman un cubo que rodea a todo el arreglo; estas permiten contrarrestar los campos externos y tener un mejor control de la posición de la trampa, sin embargo para esta primera prueba no se encuentran en funcionamiento.

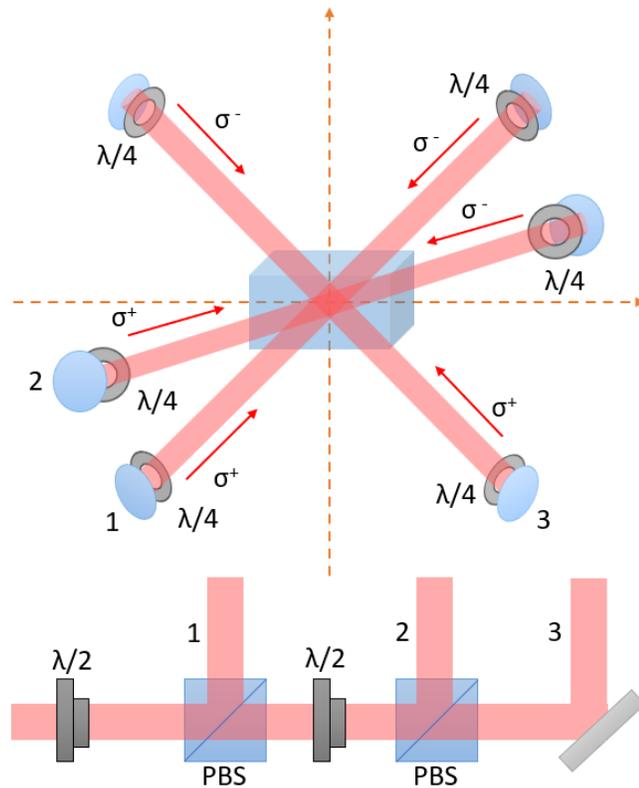


Figura 6.16: Configuración de los haces contrapropagantes para la trampa.

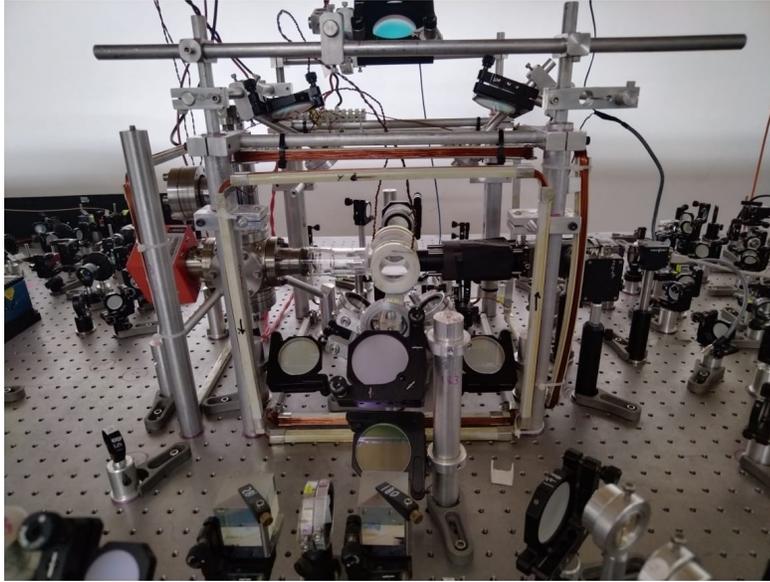


Figura 6.17: Montaje de la trampa magneto-óptica.

6.7. Resultados

Con todos los elementos instalados se realizó la prueba de atrapado el 6 de junio de 2023. Para su detección se utilizó únicamente la cámara controlada por una laptop. De momento no incluimos el foto-detector.

Para ajustar el tamaño de los haces utilizamos un iris. Obtuvimos un diámetro de 1.3 cm y una intensidad de 3 mW/cm^2 . La corriente en las bobinas fue de $I = 5 \text{ A}$ que corresponde a un gradiente $\nabla \vec{B} = 10,0 \pm 0,2 \text{ G/cm}$. La bomba de vacío inicia con una corriente de 0 nA que equivale a una presión por debajo de 10^{-11} Torr . Al subir la corriente en el dispensador hasta 3 A, la corriente en la bomba iónica aumenta a 12 nA, que corresponden a una presión de $1,2 \times 10^{-10} \text{ Torr}$, pero vuelve a estabilizarse a una corriente de 1 nA y una presión de $1,5 \times 10^{-11} \text{ Torr}$. En la figura 6.18 podemos apreciar una forma semicircular luminosa que corresponde a la nube de átomos atrapados, captada por fluorescencia.

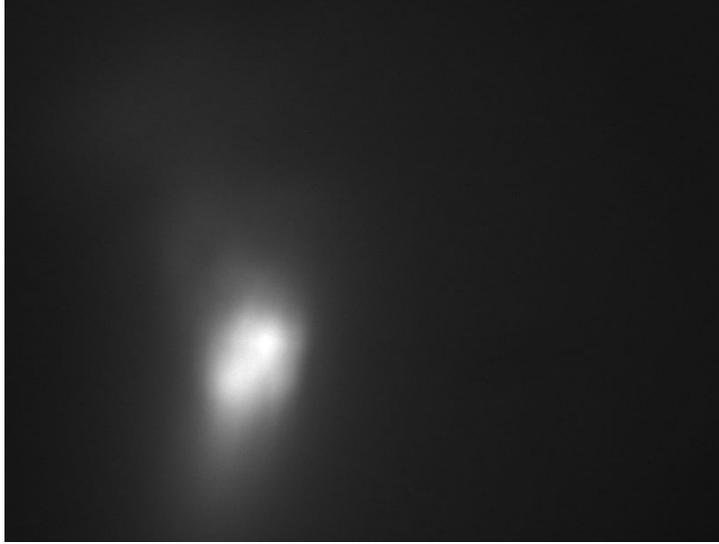


Figura 6.18: Foto de la nube atómica captada por fluorescencia.

Para obtener un aproximado del tamaño de la trampa y el número de átomos, realizamos un ajuste de un perfil transversal de la nube a una gaussiana del tipo

$$y = a + (b - a)\exp\left(\frac{-(x - c)^2}{2d^2}\right) \quad (6.22)$$

Obtuvimos los valores $a = 42$, $b = 262$, $c = 141$ y $d = 49$, en donde este último corresponde al ancho en píxeles. Para realizar la conversión en píxeles a cm, consideramos que

$$1 \text{ pixel} = 6 \mu\text{m}, \quad (6.23)$$

lo que nos da como resultado

$$49 \text{ pixeles} = 294 \mu\text{m} = 0,294 \text{ cm}. \quad (6.24)$$

Si suponemos a la trampa como una esfera de radio $r = 0,294 \text{ cm}$ y calculamos su volumen obtenemos

$$V = \frac{4}{3}\pi(0,294)^3 = 10,6446 \times 10^{-5} \text{ cm}^3. \quad (6.25)$$

Para una trampa promedio, la densidad de átomos es 10^{10} átomos/cm³ por lo que el número de átomos en nuestra trampa vendría dado por

$$N = (10^{10})(10,6446 \times 10^{-5}) \cong 10^7 \text{ átomos}. \quad (6.26)$$

Capítulo 7

Conclusiones y perspectivas

En esta tesis se relata el proceso de reinstalación de la trampa magneto-óptica del Laboratorio de Átomos Fríos, el cual consistió en montar y optimizar cada una de las secciones necesarias para su funcionamiento.

Primero se trabajó con el láser trampa. Se midió su ancho de línea cuyo valor es de 322 ± 2 kHz. También se caracterizó cómo el ruido externo causa variaciones en las fluctuaciones en frecuencia. Para solucionar este problema se añadió una cubierta al láser y a la cavidad de Fabry-Perot, a la cual se le realiza un pre-amarre.

También se montó la espectroscopia de saturación, necesaria para realizar el amarre en frecuencia, que se mantiene estable por, en promedio, 6 horas. Algunos aspectos que se pueden mejorar del amarre son las conexiones, ya que, estas nos inducen ruido en la señal de la espectroscopia y de la cavidad.

El láser de atrapado pasa por un primer modulador acusto-óptico en la configuración de doble paso, con el que se logró la máxima eficiencia de difracción en el orden +1, obteniendo un haz que se encuentra 110 MHz por encima de la resonancia y con potencia de 4.7 mW.

Lo siguiente fue la sección de amplificación en la cual, con un amplificador cónico montado en la configuración de doble paso, logramos aumentar la potencia de 1 mW a 400 mW. En un futuro se planea cambiar el amplificador por uno con potencia máxima de salida de 2 W.

Se instaló un segundo AOM con el que prendemos y apagamos el láser trampa. Con este modulador no se logró una eficiencia tan alta; creemos que se debe a que necesitamos aumentar la potencia en la señal del amplificador de radiofrecuencia. Es posible hacer esto ya que el AOM soporta una potencia de radiofrecuencia de hasta 2.2 W, y la potencia que estamos aplicando es

de 849.18 mW. El láser también se amplificó en tamaño, obteniendo un haz de 1.3 cm y 100 mW.

Otro elemento necesario para la trampa es el láser rebombeador, con el cual teníamos el problema de que el calor no se disipaba bien. Para solucionarlo montamos el láser directo sobre la mesa, lo que permitió estabilizar su temperatura y, por lo tanto, su frecuencia. Se midió su ancho de línea y se obtuvo un valor de $0,50 \pm 0,04$ MHz. Se instaló y optimizó el arreglo de espectroscopia para el amarre, el AOM y el arreglo de lentes expansoras, dando como resultado un haz de 1.4 cm de diámetro y 46 mW.

Por último, se montaron las bobinas, el sistema de vacío y el sistema de imagen. Falta instalar las bobinas compensatorias para tener un mejor control de la posición de la trampa, y una vez este listo el cableado a las computadoras externas, se cambiará la cámara, lo que permitirá caracterizar la trampa de manera más precisa.

Actualmente la trampa ya se encuentra en funcionamiento, y realizando los cambios antes mencionados, se espera que ya pueda usarse para pruebas experimentales.

Bibliografía

- [1] *Alkali Metal Dispensers technical information brochure*. SAES Getters.
- [2] *LBF254-040-B Datasheet*. Thorlabs.
- [3] *NEXTorr technical information brochure*. SAES Getters.
- [4] *Point Grey: BFLY-PGE-05S2M-CS Data*. Audio Video Supply.
- [5] J. Gordon A. Ashkin. Stability of radiation-pressure particle traps: an optical earnshaw theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 57(310), 1986.
- [6] W. Phillips T. Bergeman H. Metcalf A. Migdall, J. Prodan. First observation of magnetically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 54(2596), 1985.
- [7] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 24(156), 1970.
- [8] José Eduardo Uruñuela Castillo. *Tesis de Licenciatura: Diseño e implementación de una tramopa magneto-óptica para átomos neutros*. Universidad de Guadalajara, Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingenierías, División de Ciencias Básicas, Departamento de Física, 2013.
- [9] J. Bergquist J. Bollinger D. Wineland, W. Itano. *Trapped Ions and Laser Cooling*. Technical Report 1086. N. I. S. T., 1985.
- [10] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2(1707), 1985.

- [11] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below dopper limit by polarization gradients-simple theoretical-models. *J. Opt. Soc. Am. B*, (6):2023–2045, 1989.
- [12] La Paloma Compañía de Metales S. A. de C. V. *Cobre : Aleación(C-1100)*. 2023.
- [13] Luis Javier González Martín del Campo. *Tesis de Licenciatura: Sistema Electrónico y Óptico para el Amarre de Múltiples Láseres a una Cavidad Óptica con una extensión del Método de Pound Drever Hall*. Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Facultad de Ciencias, Instituto de Física, 2018.
- [14] Wolfgang Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons*. Second Edition. Springer, 2010.
- [15] Lorenzo Hernández Díaz. *Tesis de Doctorado: Átomos fríos en trampas ópticas*. Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Facultad de Ciencias, Instituto de Física, 2012.
- [16] F. Levi M. O. Tataw E. A. Donley, T. P. Heavner and S. R. Jefferts. Double-pass acousto-optic modulator system. *Review of Scientific Instruments*, 76(063112), 2005.
- [17] Eagleyard. *Tapered Amplifier*. 2009.
- [18] T. Lahaye G. Reinaudi and D. Guéry-Odelin. Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms. *Opt. Lett.*, (32):3143, 2007.
- [19] T. Hansch and A. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.*, (13):68–71, 1975.
- [20] Peter van der Straten Harold J. Metcalf. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, 1999.
- [21] Isomet. *500C-x Series RF Amplifier*. 2014.
- [22] Isomet. *620c/630c -110 RF Tunable Driver*. 2014.
- [23] Isomet. *620c/630c -80 RF Amplifier*. 2014.

- [24] Victor Manuel Valenzuela Jiménez. *Tesis de Doctorado: Sistema de Enfriamiento Láser Aplicado a Mezclas Isotópicas de Átomos Fríos*. Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Facultad de Ciencias, Instituto de Física, 2012.
- [25] Michael A. Coplan Sandra C. Greer John H. Moore, Christopher C. Davis. *Building Scientific Apparatus*. Cambridge University Press, 2009.
- [26] J. L. Hall K. G. Libbrecht. A low-noise high-speed diode laser current controller. *Review of Scientific Instruments*, 8(64), 1993.
- [27] Heather Jean Lewandowski. *Coherences and correlations in an ultracold Bose gas*. University of Colorado, 2002.
- [28] M. R. Matthews C. E. Wieman M. H. Anderson, J. R. Ensher and E. A. Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269(198), 1995.
- [29] Novatech. *171 MHz Four Channel Signal Gernerator*. 2023.
- [30] AA Opto-Electronics. *MT110-B30A1.5-IR-Hk AO MODULATOR/SHIFTER*. 2018.
- [31] AA Opto-Electronics. *MT110-B50A1.5-IR-Hk AO MODULATOR/SHIFTER*. 2018.
- [32] AA Opto-Electronics. *MT80-B50A1.5-IR-Hk AO MODULATOR/SHIFTER*. 2018.
- [33] Daryl W. Preston. Doppler-free saturated absorption: Laser spectroscopy. *Am. J. Phys.*, 64(11), 1996.
- [34] A. Ashkin S. Chu, J. Bjorkholm and A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 57(314), 1986.
- [35] J. E. Bjorkholm A. Cable A. Ashkin S. Chu, L. Hollberg. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55(48), 1985.
- [36] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of photonics*. Wiley series in pure and applied optics. Wiley Interscience, 1991.

- [37] Daniel A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. Los Alamos National Laboratory, 2003.
- [38] Advanced Information The Nobel Prize in Physics 1997. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1997/advanced-information/>, 7 de Julio de 2023.
- [39] Thorlabs. *LDM21 5.6 mm/9 mm Laser Diode Mount User Guide*. 2004.
- [40] Thorlabs. *ITC1xx Operation Manual*. 2020.
- [41] W. Umrath. *Fundamentals of Vacuum Technology*. Oerlikon Leybold Vacuum, 2007.
- [42] L. Hernández V. M. Valenzuela and E. Gomez. High power rapidly tunable system for laser cooling. *Review of Scientific Instruments*, 85(015111), 2012.
- [43] Alejandra López Vázquez. *Tesis de Doctorado: Diseño y construcción de un sistema de interferometría atómica para gravimetría*. Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Facultad de Ciencias, Instituto de Física, 2021.
- [44] D. S. Durfee W. Ketterle and D. M Stamper-Kurn. Making, probing and understanding bose-einstein condensates. *Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi*, 1999.
- [45] D. Wineland and H. Dehmelt. Proposed $10^{14}\delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on t1^+ mono-ion oscillator. *Bull. Am. Phys. Soc.*, (20):637, 1975.
- [46] D. Wineland and W. Itano. Laser cooling of atoms. *Phys. Rev. A*, (20):1521–1540, 1979.
- [47] Jesús Díaz Zaragoza. *Tesis de Maestría: Sistemas de Amarrado Absoluto de Frecuencia y Amplificación Láser*. Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Facultad de Ciencias, Instituto de Física, 2020.
- [48] Yaoyao Qi Jie Ding Sensen Li Xiusheng Yan Yulei Wang Zhenxu Bai, Zhongan Zhao and Zhiwei Lu. Narrow-linewidth laser linewidth measurement technology. *Frontiers in Physics*, 9(768165), 2021.