



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS
FÍSICAS

CONSTRUCCIÓN DE UNA TRAMPA
MAGNETO-ÓPTICA

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:
ADRIÁN VALLEJO MARTÍNEZ

TUTOR PRINCIPAL
DR. DANIEL SAHAGÚN SÁNCHEZ
INSTITUTO DE FÍSICA

COMITÉ TUTOR
DRA. ROCÍO JÁUREGUI RENAUD
INSTITUTO DE FÍSICA
DR. FERNANDO RAMÍREZ MARTÍNEZ
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., Diciembre 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Agradecimientos

A mi madre, la mujer más valiente que conozco. A toda mi familia con la que siempre he contado de manera incondicional.

A mi asesor el Dr. Daniel Sahagún Sánchez por su apoyo y paciencia a lo largo de toda la maestría. También a la Dra. Yaneth Marcela Torres García quien siempre tuvo la disposición de ayudarme. Gracias por hacer de mi estancia un lugar agradable de trabajo.

De igual forma agradezco al Dr. Freddy Jackson Poveda Cuevas por sus consejos en este trabajo y al Dr. Giorgio Colangelo por su valioso apoyo en el laboratorio.

Gracias al M. en C. Rodrigo Alejandro Gutiérrez Arenas por su gran apoyo en el aspecto electrónico. Al taller mecánico del IF-UNAM y a la empresa Seman Baker por ayudar al laboratorio en la construcción de piezas indispensables en este trabajo.

A mis amigos que conocí en la maestría, gracias por compartir risas y angustias con tareas y exámenes. A mis amigos de laboratorio por las buenas charlas que hacían el trabajo más ameno. A todos mis amigos, que a pesar de la distancia, seguimos pasando momentos increíbles.

Por último, gracias al Instituto de Física de la UNAM, a CONACyT por el apoyo de beca de posgrado y a los proyectos PAPIIT IA103216 y IN108018.

Resumen

El propósito de esta tesis fue construir un sistema experimental para enfriar átomos de rubidio 87 de forma controlada mediante una trampa magneto-óptica. Se expone desde la preparación de los campos ópticos en su frecuencia y polarización, la generación de los campos magnéticos y las condiciones de presión indispensables para el experimento, todo esto mediante técnicas estándar.

La construcción de la trampa surge como motivación para generar pares de fotones con ancho de banda angosto mediante experimentos de mezclado de ondas en un gas atómico frío y estudiar sus correlaciones. De esta forma, la trampa generará las muestras de átomos fríos que posteriormente fungirán como fuente generadora de pares de fotones.

Índice general

Índice de figuras	IX
Índice de tablas	XI
1. Introducción	1
1.1. Antecedentes	1
1.2. Motivación	2
1.3. Contenido	3
2. Trampa Magneto-Óptica	5
2.1. Estructura atómica	6
2.1.1. Estructura del átomo de rubidio	7
2.1.2. Desdoblamiento de los niveles hiperfinos	10
2.2. Mecanismos de enfriamiento y confinamiento	11
2.2.1. Interacción de radiación electromagnética con átomos	12
2.2.2. Enfriamiento Doppler	13
2.2.3. Melaza óptica	15
2.2.4. Gradientes de polarización	17
2.3. Trampa Magneto-Óptica (MOT)	22
2.3.1. Velocidad de captura	26
2.3.2. Carga y pérdida de átomos	27
2.4. Espectroscopía láser libre de Doppler	28
2.4.1. Ensanchamiento natural	28
2.4.2. Ensanchamiento Doppler	29
2.4.3. Espectroscopía de absorción saturada	30

2.4.4. Espectroscopía de polarización	31
3. Aparato Experimental	35
3.1. Sistema de láseres	35
3.1.1. Láser de enfriamiento	36
3.1.1.1. Cavidad externa Cateye y anclado de frecuencia	36
3.1.2. Láser de rebombado	40
3.1.2.1. Cavidad externa Littrow	40
3.1.2.2. Sintonización y anclado de frecuencia	41
3.1.3. Amplificación Óptica	43
3.1.4. Sintonía fina de frecuencia	46
3.1.5. Estabilización de polarización de luz en fibras ópticas	50
3.2. Sistema de vacío y dispensador de rubidio	52
3.2.1. Cámara de vacío	53
3.2.2. Bombas de vacío	53
3.2.3. Producción de rubidio	55
3.3. Campo magnético cuadrupolar	56
3.4. Distribución de luz	57
3.4.1. Geometría	57
3.4.2. Polarización	59
4. Caracterización preliminar	63
4.1. Adquisición de imágenes	63
4.2. Imagen de fluorescencia	65
4.2.1. Número de Átomos Atrapados	65
4.2.2. Tiempo de Carga	66
5. Conclusiones y Perspectivas	71
A. Apéndice	73
A.1. Protocolo de atrapamiento y enfriamiento	73
Bibliografía	75

Índice de figuras

2.1. Separaciones en frecuencia de los niveles hiperfinos de Rb	9
2.2. Efecto Zeeman del estado base $5^2S_{1/2}$ de Rubidio 87	11
2.3. Efecto Doppler para un átomo en movimiento	15
2.4. Fuerza dependiente de las velocidades de los átomos	16
2.5. Gradiente de polarización \perp y modulación de estados	19
2.6. Efecto Sisyphus.	20
2.7. Gradiente de polarización σ^+/σ^-	21
2.8. Campo magnético cuadrupolar generado por bobinas.	23
2.9. Trampa Magneto-Óptica. Conjunto de 6 haces contrapropagantes y un campo magnético cuadrupolar.	24
2.10. Diagrama del principio físico usado por la MOT	25
2.11. Pico hiperfino.	31
2.12. Cross-over.	32
2.13. Anisotropía de un medio causada por polarización σ^-	33
2.14. Espectroscopía de polarización	33
3.1. Diagrama de distribución de luz	36
3.2. Configuración de cavidad Cateye	37
3.3. Espectro de absorción saturada para la línea D2 de Rb	38
3.4. Espectro de saturación y señal error de $^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}F'$	39
3.5. Configuración Littrow.	40
3.6. Arreglo de espectroscopía de polarización para el láser de rebombeo.	42
3.7. Espectro de polarización para las transiciones $ 5S_{1/2}F = 1\rangle \rightarrow 5P_{3/2}F'\rangle$	43
3.8. Vista superior del semiconductor amplificador	44
3.9. Componentes del amplificador óptico	45

ÍNDICE DE FIGURAS

3.10. Panel frontal del controlador del amplificador óptico.	46
3.11. Modulador acusto-óptico	47
3.12. Arreglo de sintonía fina de frecuencia	49
3.13. Sección transversal de las PMF.	50
3.14. Arreglo óptico para encontrar el eje lento de las fibras ópticas.	51
3.15. Circuito de alimentación para el diodo láser.	52
3.16. Cámara de vacío octagonal hecha de cuarzo con ventanas recubiertas.	53
3.17. Bomba de vacío y fuente de poder	54
3.18. Estación de bombeo	55
3.19. Gradiente de campo magnético	57
3.20. Distribución de haces de enfriamiento	58
3.21. Geometría de los componentes ópticos en la MOT.	59
3.22. Medidas de polarización circular	61
4.1. Calibración de cámara.	64
4.2. Nube atómica y perfil de intensidad	64
4.3. Átomos atrapados en función de la desintonía de atrapamiento	66
4.4. Curvas de llenado	68
4.5. Tiempo de carga	69
5.1. Mezclado de cuatro ondas	72

Índice de tablas

2.1. Isótopos de Rb.	7
2.2. Valores de los parámetros A_{hps} y B_{hfs} de estructura de Rb	8
2.3. Propiedades ópticas para la línea D2 de Rb	10

Introducción

1.1. Antecedentes

Las primeras hipótesis y estudios sobre la presión de la luz sobre la materia cubren desde 1600's a 1960's con las investigaciones de Kepler, Maxwell, Levedev y Einstein [1]. Fue gracias a ellos que ahora entendemos que los campos electromagnéticos poseen momento y energía [2] que pueden ser transferidos a la materia. Además pueden ser tratados como paquetes de energía.

Sin duda lo que dio lugar a una revolución en el estudio moderno de la interacción de radiación con materia fue la invención del láser a finales de la década de los años 60 [3, 4]. Con la disposición de una fuente de luz monocromática, coherente e intensa, fue posible crear condiciones bajo las cuales se puede describir a detalle su interacción con partículas atómicas. En 1970, A. Ashkin reportó las primeras observaciones en las que la luz láser era capaz de acelerar partículas micrométricas libres [5]. Además, extendió la idea para utilizar la radiación electromagnética como pozos de potencial óptico para atrapar átomos o moléculas.

Siguiendo la propuesta de Ashkin, los investigadores centraron su atención en los efectos de la radiación láser sobre los átomos. En particular, se preguntaron por los efectos mecánicos que tiene la luz sobre estos. Enfocaron sus trabajos en la selección de la frecuencia que debería tener la luz para que fueran resonantes con alguna transición atómica. Esta elección parte de la dependencia de la velocidad que tienen los átomos ya que en esta situación se vuelve importante el efecto Doppler.

En 1975, Hänsch y Schalow propusieron usar radiación láser resonante con átomos para reducir la temperatura de un ensamble de ellos [6]. La idea consistía en iluminar un gas atómico en todas las direcciones con luz monocromática por debajo de la frecuencia de resonancia. Esta reduciría la energía cinética de los átomos al momento de compensarse por el efecto Doppler ocasionado por su movimiento. La luz absorbida sería dispersada por el átomo sin dirección preferencial, experimentando una fuerza neta que se opone a su movimiento, logrando por lo tanto reducir su velocidad. Por ejemplo, una tasa de dispersión típica de un átomo excitado por un láser es del orden de 10^7 a $10^8/s$, creando una fuerza que puede ser cuatro o cinco ordenes de magnitud la fuerza de gravedad de la tierra. Un esquema similar fue propuesto ese mismo año por Wineland y Dehmelt [7] para enfriar iones.

En 1985, se reportó un esquema experimental de confinamiento y enfriamiento de átomos neutros de sodio basado en el amortiguamiento de las velocidades atómicas [8]. A esto se le dio el nombre de melaza óptica en analogía al movimiento clásico Browniano. Más tarde en 1987, se reportó la primera trampa, hoy conocida como trampa magneto-óptica (MOT por sus siglas en inglés) [9], que se beneficiaba de la estructura interna de los átomos para confinarlos en una región del espacio.

Hoy en día la MOT es una técnica estandar que se utiliza para preparar ensambles de átomos a temperaturas del orden de $100 \mu\text{K}$. Es usada en una gama de experimentos de ciencia básica o de aplicaciones tecnológicas. Algunos ejemplos pueden ser en interferometría atómica [10] para medir con alta precisión la gravedad de la tierra, los sistemas de comunicación y navegación GPS que requieren mediciones de tiempo de alta precisión [11], e incluso por medio de evaporación forzada se puede enfriar aún más al conjunto de átomos para formar un condensado de Bose-Einstein [12].

1.2. Motivación

En el Laboratorio de Átomos Fríos y Óptica Cuántica del IF-UNAM, se tiene por objetivo realizar estudios en información y metrología cuántica. Se ha optado por la generación de pares de fotones correlacionados mediante un proceso de mezclado de cuatro ondas (FWM por sus siglas en inglés).

La generación de bifotones se ha logrado usando una técnica estandar mediante procesos de conversión espontánea paramétrica descendente (SPDC) [13], usando un cristal no lineal. Éstos tienen un ancho de banda del orden de THz y un tiempo de coherencia corto del orden de picosegundos. Tienen un inconveniente en su aplicación a comunicación cuántica debido a su corta longitud de coherencia ($100 \mu m$), para esto resulta conveniente trabajar con bifotones de ancho de banda angosto [14]. Estos pueden ser generados usando una cavidad especial en SPDC logrando reducir este ancho de banda [15]. Una nueva fuente de pares de fotones de angosto ancho de banda [16, 17] ha sido estudiado usando un gas de átomos fríos, dando como resultado un tiempo y longitud de coherencia mayor y una mayor eficiencia en su producción [18].

En este laboratorio, el proceso de FWM será realizado en una muestra de átomos de rubidio fríos y calientes. Los bifotones generados en átomos fríos se usaran para estudiar correlaciones temporales, así como para realizar estudios de información cuántica más complejos, haciéndolos interactuar con un sistema atómico. Por otro lado, los bifotones generados en átomos calientes serán usados para estudiar correlaciones espaciales. El objetivo de este trabajo fue desarrollar un sistema que permitiera realizar muestras de átomos fríos de manera rutinaria mediante la construcción de una trampa magneto-óptica.

1.3. Contenido

En el siguiente capítulo se presenta la teoría de las técnicas de enfriamiento láser y los conceptos en el funcionamiento de una trampa magneto-óptica, el cual va desde una descripción del elemento usado (rubidio 87) hasta las técnicas de espectroscopía de alta resolución que nos permiten observar su estructura atómica. En el tercer capítulo se muestra el sistema experimental que se requiere para crear las condiciones necesarias para el atrapamiento de átomos, este comprende la descripción del equipo experimental. En el capítulo cuatro se muestra una pequeña caracterización de las primeras nubes capturadas. Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones y perspectivas de este trabajo. Adicionalmente, se presenta un apéndice con el protocolo de funcionamiento de esta MOT.

Trampa Magneto-Óptica

Actualmente existen diversos mecanismos para enfriar y confinar átomos. Estas técnicas involucran campos magnéticos en conjunto con luz láser. En específico este trabajo considera la técnica más recurrida para preparar muestras de átomos a temperaturas del orden de $100 \mu K$ conocida como trampa magneto-óptica. Esta consiste de tres pares de haces ortogonales contrapropagantes circularmente polarizados, que se intersectan en el centro de un campo magnético cuadrupolar.

Para el enfriamiento y confinamiento de átomos, es necesario conocer primero su estructura interna expuesta en la primera sección, donde se hace énfasis en el átomo de rubidio ya que es el elemento con el cual se trabajó. En la segunda sección se da una descripción de la técnica usada para enfriar átomos conocida como enfriamiento Doppler y se introduce el concepto de melaza óptica. En esta misma sección se presenta una breve explicación de por qué en la melaza óptica se alcanzan temperaturas por debajo de lo predicho por la teoría del enfriamiento Doppler, mediante un modelo que propone gradientes de polarización en la luz. En la tercera sección se obtiene una fuerza dependiente de la posición de los átomos que da lugar a la MOT permitiendo de esta forma no sólo enfriar átomos sino también confinarlos.

La luz utilizada para la MOT requiere de una frecuencia de referencia, para eso es necesario utilizar luz láser y sintonizar la frecuencia a alguna transición de la estructura atómica, esto requiere disponer de técnicas que nos brinden esta posibilidad. En la última sección del capítulo se describen dos técnicas de espectroscopía que nos conceden acceder a dicha estructura; espectroscopía de absorción saturada y espectroscopía de polarización.

Es necesario aclarar que el concepto de temperatura que se dará a lo largo de este trabajo no es el usual concepto que se utiliza en termodinámica, usado como un parámetro para describir el estado de un sistema macroscópico cerrado en equilibrio térmico, sino como una medida del promedio de la energía cinética de un ensamble de átomos [19].

2.1. Estructura atómica

Los electrones que conforman a los átomos se distribuyen en torno al núcleo obedeciendo el principio de exclusión de Pauli en el llenado de las capas. En el estado base tienen una configuración que minimiza la energía de todo el sistema. En un átomo multielectrónico, la contribución individual de momento angular orbital \mathbf{l}_i de cada electrón es acoplado a un momento angular orbital total \mathbf{L} . De igual forma el acoplamiento de los momentos angulares de espín \mathbf{s}_i resultan en un momento angular de espín total \mathbf{S} . Estos interactúan a su vez, dando lugar a un momento angular total electrónico $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ cuyos posibles valores del número cuántico de momento angular J están en el intervalo $|L - S| \leq J \leq L + S$, con proyecciones magnéticas $m_J = -J, \dots, 0, \dots, J$. Para entender el porque de este acoplamiento, resulta conveniente recordar el átomo de hidrógeno. En el marco de referencia del electrón, el núcleo se encuentra orbitando produciendo un campo magnético que resulta de transformar el campo electrostático producido por el núcleo en el marco de referencia del electrón. El resultado de este acoplamiento espín-órbita ($\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$) deriva en un desdoblamiento en los estados energéticos del átomo dando lugar a subniveles conocidos como estructura fina.

Existe otro tipo de estructura llamada estructura hiperfina que resulta de considerar el momento angular total del núcleo \mathbf{I} acoplado con el momento angular \mathbf{J} . Estos dan lugar al momento angular total del átomo $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$, cuyos valores posibles del número cuántico F están en el intervalo $|J - I| \leq F \leq J + I$. Sus proyecciones magnéticas $m_F = -F, \dots, 0, \dots, F$ generan un nuevo desdoblamiento en los niveles de energía conocido como estructura hiperfina. La descripción detallada de los niveles de energía de los átomos se puede consultar en distintos libros de física atómica, ver por ejemplo [20].

La teoría descrita en este trabajo se enfoca en los átomos alcalinos ubicados en la primera columna de la tabla periódica. Este tipo de átomos tienen sólo un electrón en su capa de valencia. La elección de este tipo de átomos es debido a que se pueden crear sistemas de dos niveles relativamente fácil y ser usados para el enfriamiento láser. En específico, en este laboratorio el elemento alcalino usado en el enfriamiento es el rubidio, del cual se describen algunas propiedades en la siguiente sección.

2.1.1. Estructura del átomo de rubidio

El símbolo del átomo de rubidio es “Rb”. Es un metal alcalino cuyo número atómico es 37, con una densidad de 1532 kg/m^3 a 20°C y tiene un peso atómico de 85.4678 u.m.a [21]. Existen dos isótopos naturales con distinta abundancia y distinto espín nuclear como se observa en la tabla 2.1.

Isótopo	Masa (u)	Abundancia	Espín nuclear I
^{85}Rb	84.911794	72.17 %	5/2
^{87}Rb	86.909187	27.83 %	3/2

Tabla 2.1: Isótopos de Rb.

En su estado base la configuración electrónica es

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s^1.$$

El estado base del rubidio es $5^2S_{1/2}$ y sus dos primeros estados excitados son $5^2P_{1/2}$ y $5^2P_{3/2}$. La transición a estos estados excitados desde el base son conocidos como la línea $D1$ y $D2$ respectivamente. Se usa la notación de espectroscopía para los estados atómicos finos $n^{2S+1}L_J$, donde n es el número cuántico principal, S el número cuántico de espín, L el número cuántico orbital y J el momento angular del acoplamiento espín-órbita.

En la figura (2.1) se muestran los niveles hiperfinos con su separación en frecuencia obtenida mediante [22]

$$E_F = \frac{A_{hfs}}{2}K + B_{hfs} \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}, \quad (2.1)$$

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

donde $K = F(F + 1) - (I + 1) - J(J + 1)$ y A_{hfs}, B_{hfs} parámetros que se pueden obtener teórica y experimentalmente mostrados en la tabla (2.2).

Isótopo	Estado	$A_{hfs}(MHz)$	$B_{hfs}(MHz)$
^{87}Rb	$5^2S_{1/2}$	$h \times 3417.341305452145(45)$	0
	$5^2P_{1/2}$	$h \times 407.25(63)$	0
	$5^2P_{3/2}$	$h \times 84.7185(20)$	$h \times 12.4965(37)$

Tabla 2.2: Valores de los parámetros A_{hfs} y B_{hfs} para la estructura hiperfina de rubidio [23].

En la tabla (2.3) se muestran algunos datos numéricos que resultan ser útiles para el atrapamiento de rubidio 87. Por ejemplo se presenta la frecuencia necesaria para la transición y la tasa de decaimiento.

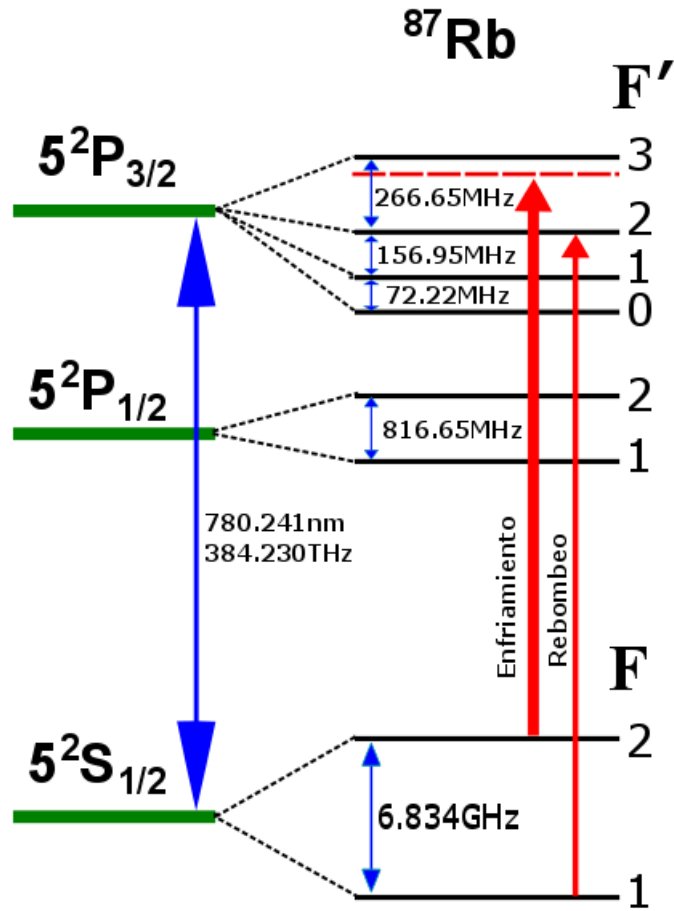


Figura 2.1: Separaciones en frecuencia de los niveles hiperfinos para los primeros dos estado excitados de rubidio 87.

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

Frecuencia	ω_0	$2\pi * 384.2304844685(62)$ THz
Energía de Transición	$\hbar\omega_0$	1.589049462(38) eV
Longitud de onda	λ	780.241209686(13) nm
Vida media en el estado $5^2P_{3/2}$	τ	26.2348(77) ns
Tasa de decaimiento	Γ	$38.117(11) * 10^6 \text{ s}^{-1}$
Intensidad de saturación	I_{sat}	1.66933(35) mW/cm ²
Velocidad de captura ¹	v_c	47 m/s
Temperatura de captura ²	T_c	23 K
Sección transversal de absorción	σ_0	$1.937795291814(44) * 10^{-19} \text{ cm}^2$

Tabla 2.3: Propiedades ópticas para la transición $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ [23].

2.1.2. Desdoblamiento de los niveles hiperfinos

En esta sección se describe el comportamiento que tienen los niveles energéticos de un átomo al sentir la presencia de un campo magnético externo. Sabemos que los niveles hiperfinos F tienen $2F + 1$ subniveles degenerados cuando no son expuestos a un campo magnético. En este escenario el campo magnético rompen la degeneración a causa de un desdoblamiento en los niveles de energía.

El Hamiltoniano que describe la interacción de un átomo con un campo magnético externo es [23]

$$H_B = \frac{\mu_B}{\hbar}(g_s\mathbf{S} + g_L\mathbf{L} + g_I\mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}. \quad (2.2)$$

Con μ_B el magnetón de Bohr. Los factores g (g_s factor de espín del electrón, g_L para el orbital del electrón y g_I factor nuclear) consideran las modificaciones correspondientes a los momentos dipolares magnéticos.

Si la separación de energía entre los subestados a causa del campo magnético es pequeña comparada con la separación hiperfina de los niveles, entonces, considerando

¹La velocidad de captura fue estimada con los parámetros del experimento.

²La temperatura de captura fue estimada con los parámetros del experimento.

la componente z del hamiltoniano anterior [24]

$$H_B = \mu_B g_F \frac{F}{\hbar} B_z, \quad (2.3)$$

donde el factor g_F está dado por

$$g_F = \left[1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right] \left[\frac{F(F+1) - I(I+1) + J(J+1)}{2F(F+1)} \right]. \quad (2.4)$$

Si el campo magnético externo es débil, la separación en los niveles de energía es lineal con el campo (figura 2.2). Este régimen es conocido como efecto Zeeman y la separación de los niveles está dada por

$$\Delta E_{F,m_F} = \mu_B g_F m_F B_z. \quad (2.5)$$

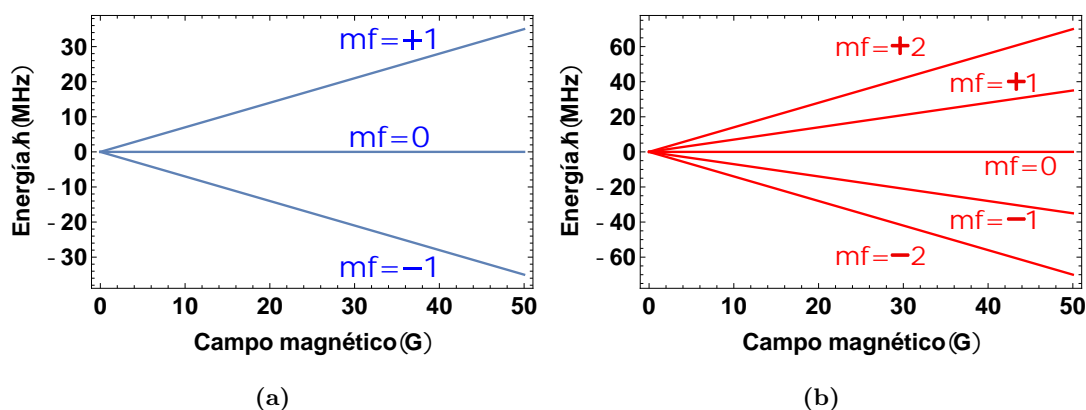


Figura 2.2: Estructura hiperfina del estado base $5^2S_{1/2}$ de Rubidio 87 en presencia de un campo magnético en el régimen del efecto Zeeman, a) $F=1$ y b) $F=2$.

2.2. Mecanismos de enfriamiento y confinamiento

Con la invención del láser en la década de los años 60, se ha desarrollado una gama de estudios enfocados en física atómica. En específico, con enfriamiento láser se han implementado distintas técnicas para alcanzar la temperatura más baja conocida experimentalmente con ayuda de enfriamiento evaporativo. Además, muestra de forma simple la transferencia de momento entre la luz y los átomos. En esta sección se presenta brevemente una descripción del proceso de interacción entre radiación electromagnética y un sistema atómico de dos niveles. También se muestran algunas de las técnicas más recurridas para el enfriamiento de átomos desde un punto de vista teórico.

2.2.1. Interacción de radiación electromagnética con átomos

La respuesta que tienen los átomos al interactuar con radiación electromagnética (luz) desde un punto de vista semi-clásico, es principalmente debida al campo eléctrico. Consideremos un átomo de dos niveles, donde $|1\rangle$ es el estado base y $|2\rangle$ el estado excitado, separados por un gap de energía $\hbar\omega_0$. El vector de estado que describe este sistema es

$$|\Psi(t)\rangle = C_1(t)|1\rangle + C_2(t)|2\rangle, \quad (2.6)$$

donde $|C_1|^2$ y $|C_2|^2$ son las probabilidades de que el átomo se encuentre en los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$ respectivamente $|C_1|^2 + |C_2|^2 = 1$. Cuando se tiene un átomo o un ensamble de ellos interactuando con radiación electromagnética el sistema evoluciona de un estado puro a una mezcla estadística para el estado final. Por lo cual resulta conveniente trabajar con el operador de densidad definido como

$$\hat{\rho} = \sum_i P_i |\Psi_i(t)\rangle \langle \Psi_i(t)|, \quad (2.7)$$

donde P_i es el peso con el que contribuye el estado $|\Psi_i(t)\rangle$. Para un sistema de dos niveles la matriz de densidad es

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{22} & \rho_{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |C_1|^2 & C_1 C_2^* \\ C_2 C_1^* & |C_2|^2 \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Aquí ρ_{11} y ρ_{22} son las poblaciones en el estado base y excitado respectivamente, los elementos fuera de la diagonal son conocidos como coherencias entre los estados $|1\rangle$ y $|2\rangle$ y representan la respuesta del sistema a la frecuencia de radiación. La evolución temporal del operador de densidad está dada por la ecuación de Von Neumann [25]

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}], \quad (2.9)$$

Donde \hat{H} es el hamiltoniano del sistema átomo-luz descrito por

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'(t). \quad (2.10)$$

En esta última expresión \hat{H}_0 representa el hamiltoniano del átomo sin interacción con luz cuyos eigenestados son $|1\rangle$ y $|2\rangle$ con eigenvalores $\hbar\omega_1$ y $\hbar\omega_2$ respectivamente. $\hat{H}'(t)$ representa la perturbación considerando la aproximación dipolar eléctrica [26] debido

al campo eléctrico $\mathbf{E} = E_0 \cos(kz - \omega t)\hat{\mathbf{e}}$, donde E_0 es la amplitud del campo, k la magnitud del vector de propagación, z la dirección de propagación de la onda y ω su frecuencia. Además, la longitud de onda del campo es mayor que la dimensión del átomo ($kz \ll 1$) por lo cual la amplitud de la onda se considera constante en el espacio, de esta forma

$$\hat{H}' = -e\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{e}}E_0 \cos(\omega t), \quad (2.11)$$

donde \mathbf{r} es la posición del electrón respecto al centro de masa. La ec. (2.9) no considera los procesos de emisión espontánea. Ésta es incorporada agregando un término de decaimiento a las ecuaciones de movimiento usando el Hamiltoniano (2.10), obteniéndose

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = -\frac{d\rho_{22}}{dt} = \frac{i\Omega}{2}(\tilde{\rho}_{21} - \tilde{\rho}_{12}) + \Gamma\rho_{22}, \quad (2.12)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}_{12}}{dt} = \frac{d\tilde{\rho}_{21}^*}{dt} = -\left(i\delta + \frac{\Gamma}{2}\right)\tilde{\rho}_{21} - \frac{i\Omega}{2}(\rho_{11} - \rho_{22}). \quad (2.13)$$

Estas ecuaciones son conocidas como las ecuaciones ópticas de Bloch, donde se tiene que $\tilde{\rho}_{21} = \tilde{\rho}_{12}^* = \rho_{21}e^{-i\delta t}$, $\Omega = \frac{e}{\hbar}\langle 1|\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}|2\rangle$ es la frecuencia de Rabi, Γ es la tasa de decaimiento del estado excitado y $\delta = \omega - \omega_0$ es la desintonía en frecuencia del láser (ω) y la frecuencia de resonancia atómica (ω_0). Nos interesa conocer el comportamiento de estas ecuaciones para tiempos grandes comparados con $1/\Gamma$, por lo que se considera que el sistema llega un estado estacionario, es decir, las ecuaciones (2.12-2.13) son iguales a cero, de esta forma ya no se resuelve un sistema de ecuaciones diferenciales sino un sistema algebraico [19]. Recordando que $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$, entonces

$$\rho_{22} = \frac{1}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2.14)$$

$$\tilde{\rho}_{21} = \tilde{\rho}_{12}^* = \frac{\Omega(2\delta - i\Gamma)}{2\Omega^2 + 4\delta^2 + \Gamma^2}. \quad (2.15)$$

La tasa de fotones emitidos de forma espontánea está dada por $R = \Gamma\rho_{22}$

$$R = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (2.16)$$

donde la relación entre la frecuencia de Rabi y la intensidad de saturación de la transición es $I/I_{sat} = 2(\Omega/\Gamma)^2$.

2.2.2. Enfriamiento Doppler

La descripción en el proceso de transferencia de momento entre la luz y los átomos que se da en esta sección se basa en lo expuesto en la referencia [20]. Cuando un átomo

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

absorbe un fotón, este provoca un movimiento del átomo en la dirección de propagación del fotón con una fuerza \mathbf{F}_{abs} . Eventualmente el átomo emitirá un fotón de forma espontánea sin dirección preferencial y el átomo sentirá una fuerza \mathbf{F}_{em} en dirección contraria al fotón emitido. Después de varios ciclos de fotones absorbidos y emitidos, el átomo sentirá una fuerza total promedio $\langle \mathbf{F}_{abs} \rangle + \langle \mathbf{F}_{em} \rangle$.

Ya que la probabilidad de emisión espontánea es la misma para cualquier dirección, la fuerza por emisión espontánea promedia a cero $\langle \mathbf{F}_{em} \rangle = \mathbf{0}$. De esta forma, la fuerza neta sobre el átomo es sólo en la dirección de propagación del haz incidente y cuya magnitud está dada por el producto del momento transferido por el fotón y la tasa de fotones absorbidos, R , por el átomo

$$F_{scatt} = \langle \mathbf{F}_{abs} \rangle = \hbar k R, \quad (2.17)$$

donde k es la magnitud del vector de propagación del fotón y está dada por $k = 2\pi/\lambda$ con λ la longitud de onda de la luz incidente. La tasa de fotones absorbidos está dada por (2.16) de esta forma de la ecuación (2.17) se tiene

$$F_{scatt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (2.18)$$

En esta última expresión se considera la relación entre la frecuencia de Rabi y la intensidad de saturación de la transición.

En el estado estacionario, la tasa de fotones absorbidos y emitidos de manera espontánea es la misma. Al incrementar la tasa de emisión espontánea, es decir, al aumentar la intensidad ($I \rightarrow \infty$) no se refleja en un incremento de la fuerza sin límite. De la ec. (2.18) se observa que la tasa de emisión espontánea tiende a saturarse llegando $\Gamma/2$, cuya interpretación es que la población es la misma para un estado base y un estado excitado. Por lo tanto la fuerza ejercida sobre el átomo tiende a un valor máximo

$$F_{max} = \lim_{I \rightarrow \infty} F_{scatt} = \hbar k \frac{\Gamma}{2}. \quad (2.19)$$

Extendiendo la descripción anterior para dos haces contrapropagantes de la misma frecuencia (ω) y misma intensidad que inciden sobre un átomo, la fuerza de radiación ejercida sobre el átomo tendrá un desbalance dependiendo de la velocidad y dirección que tenga el átomo. Por ejemplo, en el caso unidimensional a lo largo de la dirección

de propagación de los haces, un átomo en reposo sentirá una fuerza total igual a cero debido a que \mathbf{k} es opuesta para ambos haces (figura 2.3(a)). Sin embargo, para un átomo que se mueve en la dirección de los haces experimenta una fuerza que es proporcional a su velocidad debido al efecto Doppler. Si la frecuencia del láser se sintoniza al rojo de la transición ($\delta = \omega - \omega_0 < 0$), en el marco de referencia del átomo que se mueve contrario a la dirección de propagación de un haz, verá un corrimiento al azul en la frecuencia del láser acercándose a la frecuencia de resonancia. Por otro lado, un átomo que se mueve en la dirección de propagación del haz verá un corrimiento al rojo en la frecuencia del láser alejándose de resonancia (figura 2.3(b)). De esta forma los átomos interactúan más fuerte con la luz que se opone a su movimiento aumentando la tasa de absorción provocando una disminución en su energía cinética.

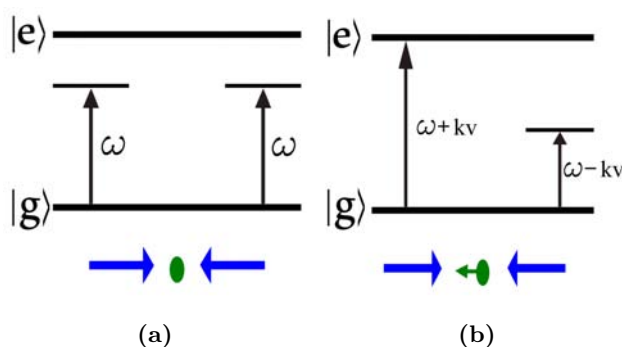


Figura 2.3: a) Un átomo en reposo experimenta una fuerza neta igual a cero por un par de haces contrapropagantes. b) El átomo tiene un movimiento contrario al haz que viene de la izquierda, por lo cual interactúa más fuerte con este.

2.2.3. Melaza óptica

En un gas los átomos tienen la libertad de moverse en las tres dimensiones. Para reducir su velocidad es necesario usar tres pares de haces contrapropagantes, uno en cada eje cartesiano y con la misma frecuencia. Esto fue observado por primera vez en los laboratorios Bell en 1985 [8]. Considerando una dimensión, z , la fuerza de radiación entre los haces contrapropagantes es

$$\begin{aligned}
 F_{melaza} &= F_{scat}(\omega - \omega_0 - kz) - F_{scat}(\omega - \omega_0 + kz), \\
 &= \hbar k \frac{\Gamma I}{2I_{sat}} \left\{ \frac{1}{1 + I/I_{sat} + [2(\delta - kv)/\Gamma]^2} - \frac{1}{1 + I/I_{sat} + [2(\delta + kv)/\Gamma]^2} \right\}.
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

En la figura 2.4 se muestra la fuerza dependiente de las velocidades de los átomos provocada por el par de haces contrapropagantes. En la figura 2.4(a) se muestra la superposición de estas fuerzas para una desintonía del láser igual a $\delta = -\Gamma$, mientras que en la figura 2.4(b) la desintonía es de $\delta = -\Gamma/2$.

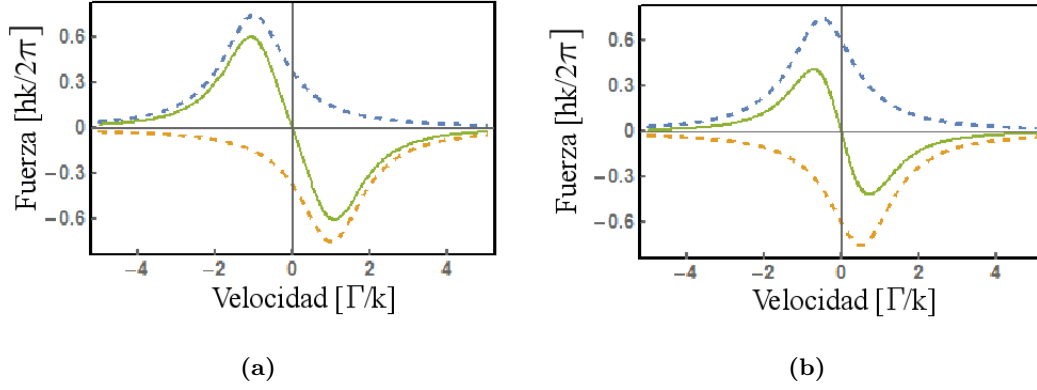


Figura 2.4: Las líneas punteadas son las fuerzas ejercidas individualmente por cada haz (naranja y azul) y la línea continua (verde) muestra la superposición de estas fuerzas. a) La desintonía del láser es de $\delta = -\Gamma$, b) La desintonía es de $\delta = -\Gamma/2$.

Haciendo un desarrollo en serie de Taylor de la ec. (2.20) considerando sólo velocidades pequeñas ($kv \ll \Gamma$) obtenemos

$$\begin{aligned}
 F_{melaza} &\simeq 8\hbar k^2 v \frac{I}{I_{sat}} \frac{\delta/\Gamma}{[1 + I/I_{sat} + (2\delta\Gamma)^2]^2}, \\
 &= -\alpha v.
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

con

$$\alpha = -8\hbar k^2 \frac{I}{I_{sat}} \frac{\delta/\Gamma}{[1 + I/I_{sat} + (2\delta\Gamma)^2]^2}. \tag{2.22}$$

Podemos observar que la fuerza ejercida sobre el átomo es similar a la fuerza producida por un medio viscoso sobre una partícula como en el caso clásico. Por esta analogía se le dio el nombre de melaza óptica donde el coeficiente de fricción α está dado por la ec. (2.22). Notemos además que se requiere un valor positivo de α por lo cual se requiere que la frecuencia del láser esté sintonizada al rojo de la transición, es decir, $\delta = \omega - \omega_0 < 0$. La extensión a tres dimensiones se obtiene agregando otro par de haces en las direcciones x y y .

La técnica de la melaza óptica tiene un límite para las velocidades mínimas que pueden alcanzar los átomos dentro de los campos ópticos ya que éstos, al emitir un fotón de manera espontánea, tienen un recule contrario a la dirección del fotón emitido. Esta es la razón por la que no se puede reducir su energía cinética completamente, siempre existirán pequeñas fluctuaciones en las fuerzas presentes, provocando un movimiento de los átomos análogo al movimiento Browniano de partículas microscópicas en un fluido. Otro proceso que provoca cambios en la energía cinética de los átomos son fluctuaciones en el número de fotones absorbidos como se puede ver en la referencia [20]. Estos procesos que cambian la velocidad de los átomos restringen la temperatura mínima que se puede alcanzar con esta técnica. Para un sistema de dos niveles en el caso de intensidades bajas ($I \ll I_{sat}$) la temperatura mínima que se puede alcanzar es [27]

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (2.23)$$

donde k_B es la constante de Boltzman. La ec. (2.23) es conocida como límite de enfriamiento Doppler y es alcanzado cuando la desintonía de la frecuencia del láser está al rojo de la transición y es $\delta = \omega - \omega_0 = -\Gamma/2$. Para átomos de rubidio el límite de enfriamiento Doppler es de $145.57 \mu\text{K}$.

2.2.4. Gradientes de polarización

En la sección anterior se discutió la técnica de enfriamiento de la melaza óptica, donde se llegó a la expresión de una temperatura mínima, ec. (2.23), que puede ser alcanzada. Sin embargo, en 1988 Paul D. Lett, et al. realizaron mediciones de temperatura de átomos de sodio enfriados usando la técnica la melaza óptica, reportando temperaturas por debajo de lo predicho por la teoría del enfriamiento Doppler [28]. Un año después J. Dalibard y C. Cohen Tannoudji propusieron una explicación a este fenómeno basado en gradientes de polarización [29].

Por simplicidad, consideremos una melaza óptica en una dimensión. El mecanismo de enfriamiento mediante gradientes de polarización se basa en dos propuestas, una mediante dos haces contrapropagantes con polarizaciones lineales ortogonales y la otra con haces contrapropagantes con polarizaciones circulares opuestas.

Configuración de polarizaciones lineales \perp

Consideremos dos ondas electromagnéticas de la misma frecuencia ω contrapropagantes en la dirección z con polarizaciones lineales y ortogonales, de modo que el campo eléctrico total es

$$\mathbf{E}(z, t) = (E_{0x}\hat{\mathbf{e}}_xe^{ikz} + E_{0y}\hat{\mathbf{e}}_ye^{-ikz})e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.24)$$

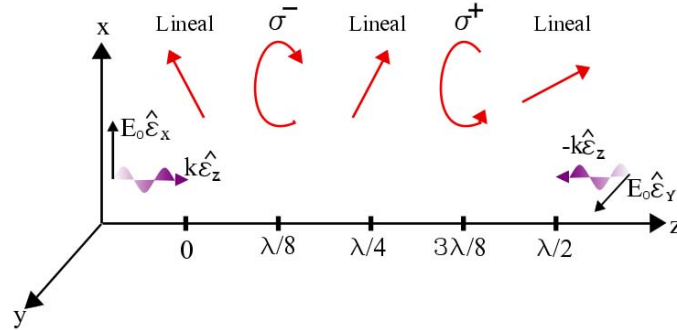
Si ambas tienen la misma amplitud, el campo total resultante es

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0\sqrt{2} \left(\frac{\hat{\mathbf{e}}_x + \hat{\mathbf{e}}_y}{\sqrt{2}} \cos kz - i \frac{\hat{\mathbf{e}}_y - \hat{\mathbf{e}}_x}{\sqrt{2}} \sin kz \right) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.25)$$

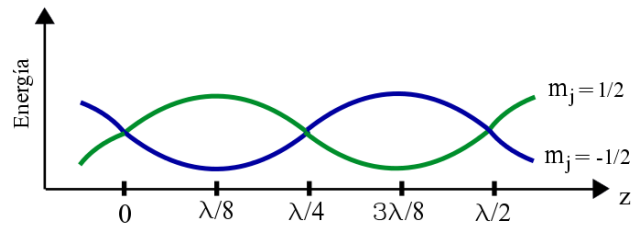
En la figura 2.5(a) se puede observar usando esta última expresión que en $z = 0$ la polarización del campo es lineal, para $z = \lambda/4$ la polarización es circular izquierda σ^- , nuevamente lineal en $z = \lambda/8$ y circular derecha σ^+ para $3\lambda/4$ y así sucesivamente. Para un átomo que se encuentre en la región de los haces, este cambio en la polarización dependiente de la posición dará lugar a una modulación periódica en los subestados Zeeman, figura 2.5(b)).

Para entender mejor el mecanismo del enfriamiento por gradiente de polarización, consideremos una transición $|J_g = 1/2; m_g = \pm 1/2\rangle \rightarrow |J_e = 3/2; m_e = \pm 1/2, \pm 3/2\rangle$. Si suponemos que los átomos se encuentran en reposo en $z = \lambda/8$, la polarización en esta región es σ^- y la población de átomos será llevada al estado $|J_g = 1/2, m_g = -1/2\rangle$ siguiendo las reglas de selección para transiciones dipolares: $\Delta m_j = \pm 1$ para σ^\pm y $\Delta m_j = 0$ para π (polarización lineal). Si los átomos se encuentran en regiones donde la polarización es lineal, por ejemplo $z = \lambda/4$, la población se encontrará igualmente poblada en los estados $|J_g = 1/2, m_g = \pm 1/2\rangle$. Por último si se encuentran en la región donde se tiene σ^+ la población será llevada al estado $|J_g = 1/2, m_g = +1/2\rangle$.

Por otro lado, cuando los átomos se encuentren en movimiento, por ejemplo, partiendo de $z = \lambda/8$ donde se encuentran en un valle de potencial y llegando a $z = 3\lambda/8$, en un periodo de tiempo aproximado a τ_p definido como el tiempo de bombeo óptico (tiempo promedio que le toma a un átomo ser transferido de un estado m_g a otro m'_g) el átomo se encontrará en el mismo estado llegando a la cresta de potencial y posteriormente enviado al valle, consecuencia de la absorción de luz con polarización circular



(a)



(b)

Figura 2.5: a) Gradiente de polarización en la configuración de polarizaciones lineales \perp .
 b) Modulación de los subestados Zeeman para un estado $|J_g = 1/2; m_g = \pm 1/2\rangle$.

contraria (figura 2.6). De esta forma, la energía cinética del átomo que es convertida en potencial al subir las crestas se verá disminuida y como resultado los átomos se moverán más lento. Este mecanismo de enfriamiento es conocido como enfriamiento Sísifo.

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

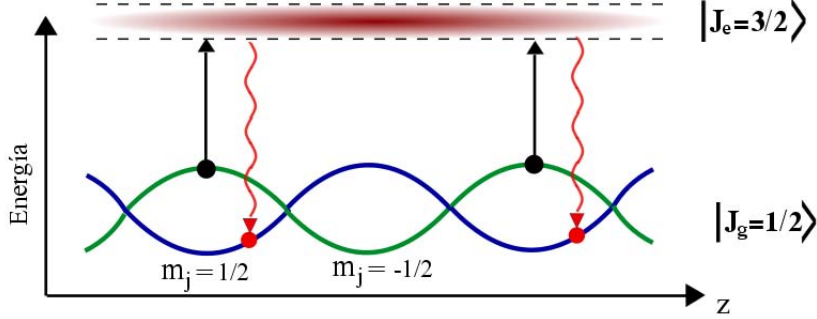


Figura 2.6: Efecto Sisyphus. Un átomo que se mueve de un valle de potencial a una cresta en un tiempo τ_p será llevado de vuelta al valle resultando en una reducción de su energía cinética.

Mediante esta propuesta de enfriamiento, es posible derivar una expresión para el coeficiente de fricción α' presente en la fuerza de fricción producido por este gradiente de polarizaciones, el cual está dado por [29]

$$\alpha' = -3\hbar k^2 \frac{\delta}{\Gamma}. \quad (2.26)$$

El enfriamiento Sísifo permite llegar a temperaturas por debajo del límite Doppler. Sin embargo, deja de funcionar cuando la energía perdida durante el proceso de ir de una cresta a un valle, es comparable con la energía de retroceso adquirida por una emisión espontánea. De esta forma, la mínima temperatura T_r alcanzable con esta técnica es [20]

$$T_r = \frac{\hbar^2}{Mk_B\lambda^2}. \quad (2.27)$$

Configuración de polarizaciones σ^+/σ^-

En esta configuración el campo total resultante de la superposición de ambas ondas es

$$\mathbf{E}(z, t) = \left[\frac{E'_0 - E_0}{\sqrt{2}} (\hat{\mathbf{e}}_x \cos kz - \hat{\mathbf{e}}_y \sin kz) - i \frac{E'_0 + E_0}{\sqrt{2}} (\hat{\mathbf{e}}_x \sin kz + \hat{\mathbf{e}}_y \cos kz) \right] e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.28)$$

Si nos restringimos al caso para el cual las amplitudes de los haces contrapropagantes son iguales, es decir, $E'_0 = E_0$, entonces de (2.28)

$$\mathbf{E}(z, t) = \left[-i \frac{2E_0}{\sqrt{2}} (\hat{\mathbf{e}}_x \sin kz + \hat{\mathbf{e}}_y \cos kz) \right] e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.29)$$

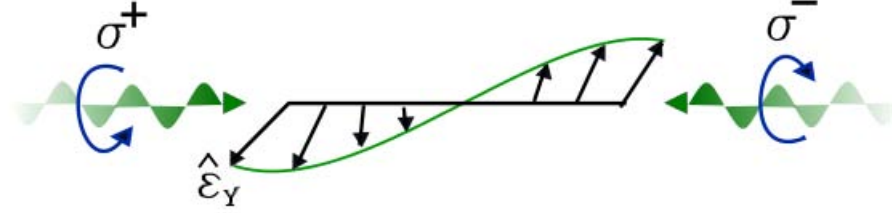


Figura 2.7: Gradiente de polarización en la configuración de polarizaciones σ^+/σ^- .

Notemos que el campo resultante es linealmente polarizado permaneciendo constante y girando a lo largo del eje z formando una hélice como se observa en la figura (2.7). Si suponemos que el átomo se encuentra en reposo en $z = 0$, la polarización del campo total está en la dirección $\hat{\epsilon}_y$. Como ejemplo consideramos una transición $|J_g = 1; m_g = 0, \pm 1\rangle \rightarrow |J_e = 2; m_e = 0, \pm 1, \pm 2\rangle$. Tomando como eje de cuantización la dirección de la polarización, $\hat{\epsilon}_y$, las energías de los subniveles del estado base serán modificados debido al efecto Stark.

Si el átomo se mueve a lo largo de z , verá una polarización lineal que rota alrededor de z en el plano xy . Resulta conveniente trabajar en el marco de referencia atómico de modo que sea éste marco el que rote tal que la dirección de polarización ahora se encuentre fija. El Hamiltoniano que gobierna la evolución del átomo en el marco de referencia rotante es [29]

$$H_{rot} = kvJ_z, \quad (2.30)$$

donde k es el vector onda, v la velocidad del átomo y J_z el momento angular del átomo. Con este Hamiltoniano se encuentran los nuevos eigenestados para el estado base usando un tratamiento de teoría de perturbaciones a primer orden, obteniéndose

$$|m'_g = 0\rangle_y = |m_g = 0\rangle_y + \frac{kv}{\sqrt{2}(\Delta'_0 - \Delta'_1)} \sum_j |m_g = j\rangle_y, \quad j = -1, +1 \quad (2.31)$$

$$|m'_g = \pm 1\rangle_y = |m_g = \pm 1\rangle_y + \frac{kv}{\sqrt{2}(\Delta'_1 - \Delta'_0)} |m_g = 0\rangle_y. \quad (2.32)$$

Si se calcula el valor medio de J_z en la base $|m'_g = 0, \pm 1\rangle_y$ se encuentra que las poblaciones de los eigenestados de J_z ($|m_g = \pm 1\rangle_z$) no son iguales como en $|m_g = 0, \pm 1\rangle_y$, obteniéndose [29]

$$\langle J_z \rangle = \frac{40 \hbar kv}{17 \Delta'_0}. \quad (2.33)$$

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

La interpretación de $\langle J_z \rangle \neq 0$ es que se tiene un movimiento inducido en la orientación atómica, cuando el átomo se mueve en la dirección de propagación de los haces con gradiente de polarización rotante. Esto lleva a un desbalance en las poblaciones de los eigenestados $|m_g = \pm 1\rangle_z$ (denotados como $\prod_{\pm 1}$) de J_z en el estado estacionario, entonces

$$\langle J_z \rangle = \hbar \left(\prod_{+1} - \prod_{-1} \right), \quad (2.34)$$

$$\Rightarrow \prod_{+1} - \prod_{-1} = \frac{40}{17} \frac{kv}{\Delta'_0}. \quad (2.35)$$

$\Delta' < 0$ debido a que se ha elegido una desintonía del láser $\delta < 0$. De la ec. (2.35) se observa que para un átomo que se mueve con $v > 0$, se tiene que $\prod_{+1} < \prod_{-1}$, indicando que el estado $|m_g = -1\rangle_z$ se encontrará con mayor población. De esta forma se hace más probable la absorción de un fotón con polarización σ^- que se opone a su movimiento y por lo tanto reduciendo su velocidad. Este desbalance en las poblaciones, causado por el movimiento inducido, da lugar a un coeficiente de fricción con el que se consiguen temperaturas menores que en el enfriamiento Doppler, el cual está dado por [29].

$$\alpha' = \frac{40}{17} \frac{\hbar k^2 \Gamma \delta}{\Omega^2}. \quad (2.36)$$

2.3. Trampa Magneto-Óptica (MOT)

La melaza óptica permite enfriar a los átomos en la región donde se intersectan los haces, sin embargo, los átomos quedan dispersos en toda esta región. Para poder confinarlos en una región del espacio, Jean Dalibard propuso la idea de colocar un campo magnético cuadrupolar y usar una polarización adecuada en los haces. Fue hasta 1987 que un grupo de los laboratorios Bell en Estados Unidos crearon la primera trampa magneto óptica usando átomos neutros de sodio [9].

El campo magnético cuadrupolar se genera utilizando un par de bobinas separadas por una distancia d como se muestra en la figura (2.8). Al hacer pasar por ellas una corriente en direcciones opuestas se genera un cuadrupolo magnético cuya magnitud de campo en el centro de las bobinas es cero. A esta configuración se le conoce como bobinas anti-Helmholtz. De esta forma es posible generar un gradiente de campo constante

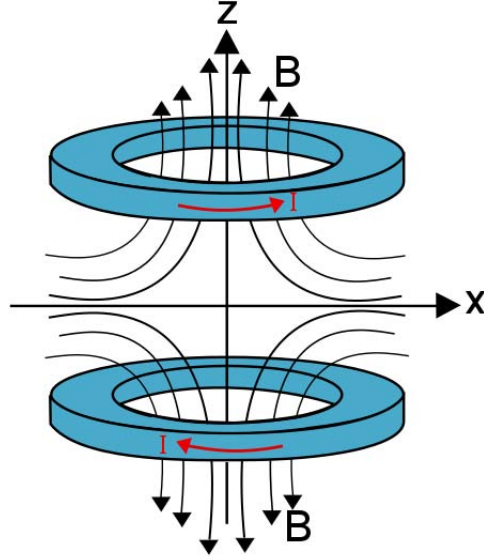


Figura 2.8: Campo magnético cuadrupolar generado por bobinas.

cercano al cero del campo, provocando que los átomos sientan un desbalance de fuerzas dependiendo de su posición empujándolos hacia el punto donde el campo magnético es cero, figura (2.9).

Para entender el funcionamiento de una trampa magneto-óptica consideremos por simplicidad el caso unidimensional, z , y una transición de un átomo del estado base $J_g = 0$ a un estado excitado $J_e = 1$. Cerca del cero del campo, los átomos sienten un gradiente uniforme de campo magnético $B(z) = bz$, desdoblado sus niveles de energía por una cantidad $\Delta E = \mu m_j B = \mu m_j bz$. Para el estado excitado $J = 1$ se tienen tres subestados: $|J_e = 1, m_j = -1\rangle$, $|J_e = 1, m_j = 0\rangle$ y $|J_e = 1, m_j = 1\rangle$. Los haces contrapropagantes, figura (2.10), están sintonizados al rojo de la transición, tienen polarización circular opuesta en el marco de referencia del laboratorio, σ^+ para el haz que se propaga en la dirección \hat{z} y σ^- para el haz que se propaga en la dirección $-\hat{z}$. De este modo, para un átomo que se encuentre en $z > 0$ el estado $|J_e = 1, m_j = 1\rangle$ se aleja de resonancia mientras que el estado $|J_e = 1, m_j = -1\rangle$ se acerca a la resonancia e interactuará más fuertemente con fotones cuya polarización sea σ^- de acuerdo con las reglas de selección ($\Delta m_j = \pm 1$ para σ^\pm y $\Delta m_j = 0$ para π). Por otro lado, para átomos que se encuentren en la región $z < 0$ el estado $|J_e = 1, m_j = 1\rangle$ estará más cerca de resonancia y absorberá más fotones cuya polarización sea σ^+ . En consecuen-

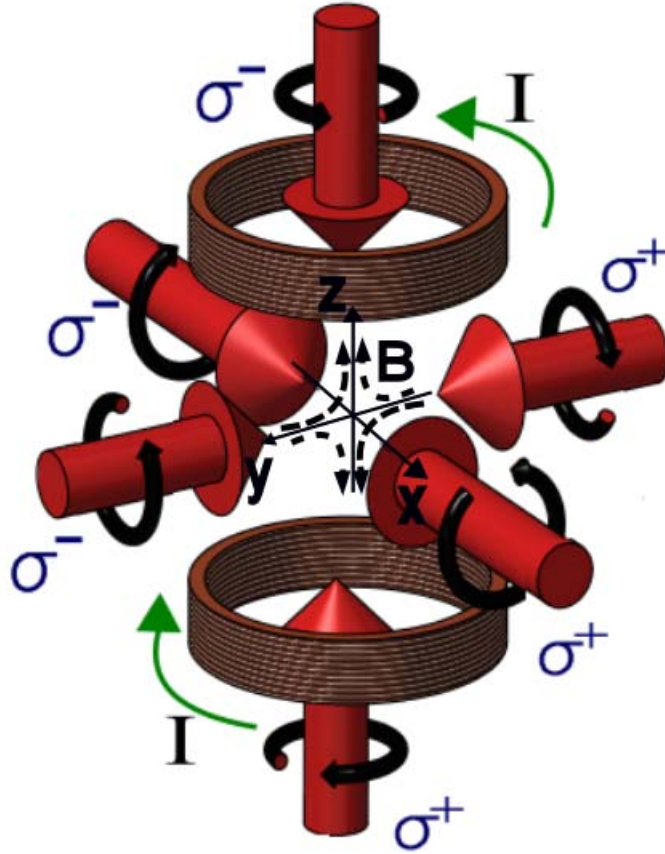


Figura 2.9: Trampa Magneto-Óptica. Conjunto de 6 haces contrapropagantes y un campo magnético cuadrupolar.

cia los átomos sentirán una fuerza promedio que los dirige al cero del campo magnético.

Este mecanismo se extiende a las tres dimensiones agregando los pares de haces contrapropagantes en x y y , satisfaciéndose la condición para el confinamiento independiente en las tres dimensiones.

Para una descripción matemática del funcionamiento de la MOT, se incorpora el corrimiento en frecuencia debido al efecto Zeeman en la ec. (2.20), de esta forma, la fuerza total sobre los átomos es

$$\mathbf{F}_{MOT} = \mathbf{F}_- + \mathbf{F}_+, \quad (2.37)$$

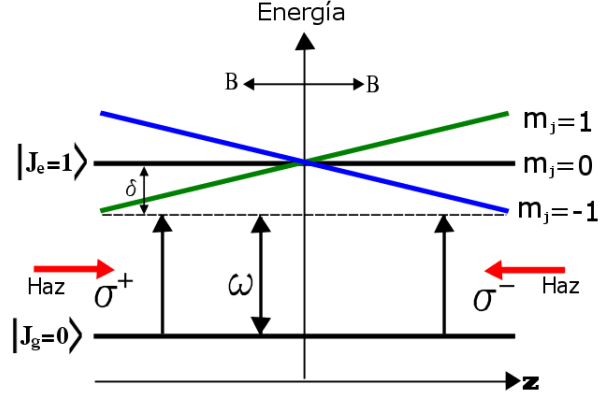


Figura 2.10: Diagrama del principio físico usado por la MOT. El efecto Zeeman causa un desdoblamiento en los niveles de energía del estado excitado, causando que la absorción de fotones dependa de la posición en la que se encuentra.

donde

$$\mathbf{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar \mathbf{k} \Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + (2\delta_{\pm}/\Gamma)^2}, \quad (2.38)$$

y la desintonía en frecuencia está dada por

$$\delta_{\pm} = (\omega - \omega_0) \mp \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \pm \beta z, \quad (2.39)$$

con

$$\beta = \frac{\mu' \frac{\partial B}{\partial z}}{\hbar}. \quad (2.40)$$

En esta expresión $\mu' = (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ es el momento magnético efectivo de la transición del estado base al estado excitado y $\frac{\partial B}{\partial z}$ es el gradiente de campo magnético.

Si el corrimiento en frecuencia debido al efecto Doppler y al efecto Zeeman son pequeños comparados con la desintonía de la frecuencia del láser, es decir, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \beta z \ll (\omega - \omega_0)$, se puede hacer un desarrollo en serie de Taylor como en la sección anterior obteniéndose

$$\begin{aligned} F_{MOT} &= F(\omega - \omega_0 - kv_z - \beta z) - F(\omega - \omega_0 - kv_z + \beta z), \\ &\simeq -2 \frac{\partial F}{\partial \omega} kv_z + 2 \frac{\partial F}{\partial \omega} \beta z. \end{aligned} \quad (2.41)$$

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

Ya que la fuerza depende de la desintonía $\delta = \omega - \omega_0$, de la ec. (2.38) se obtiene que $\frac{\partial F}{\partial \omega} = -\frac{\partial F}{\partial \omega_0}$, de esta forma

$$\begin{aligned} F_{MOT} &\simeq -2\frac{\partial F}{\partial \omega}(kv_z + \beta z), \\ &\simeq -\alpha v_z - \kappa z. \end{aligned} \tag{2.42}$$

Cuando los átomos ingresen a la región de los haces contrapropagantes serán frenados como en la melaza óptica por una fuerza que depende de su velocidad, cuyo coeficiente de fricción está dado por la ec. (2.22). En adición a eso, debido al efecto Zeeman sentirán otra fuerza de restauración con constante $\kappa = \alpha\beta/k$ que depende de la posición donde se encuentren, llevando a los átomos al centro donde el campo es nulo. Por lo tanto, el movimiento de los átomos se verá gobernado por el movimiento de un oscilador armónico amortiguado cuya tasa de amortiguamiento está dada por α/m , con m la masa del átomo y con una frecuencia de oscilación $\omega_{MOT}\sqrt{\kappa/m}$ [19].

2.3.1. Velocidad de captura

Cuando el gas dentro de la región de atrapamiento es muy caliente los átomos no podrán ser capturados, se necesita enfriar el gas, es decir, reducir la energía cinética de los átomos hasta lograr una velocidad máxima con la cual puedan ser capturados. A esta velocidad v_c se le conoce como velocidad de captura y es definida como la máxima velocidad que deben tener los átomos para ser desacelerados y poder ser dirigidos al centro de la trampa.

Esta definición resulta conveniente para hacer una estimación de la temperatura que deben tener, sin necesidad de hacer simulaciones complicadas de la dinámica que tienen. Para estimar esta temperatura supongamos que los átomos tienen una energía cinética $K = \frac{1}{2}mv_c^2$, al entrar en la región de atrapamiento sentirán una fuerza que es la mitad de la máxima fuerza de dispersión [30] $F = \frac{\hbar k \Gamma}{4}$ la cual realizará un trabajo $\frac{\hbar k \Gamma r}{4}$ sobre el átomo, donde r es el radio de la región de atrapamiento. Ya que los átomos tienden a detenerse en el centro de la trampa, por conservación de energía se puede obtener la velocidad de captura, la cual resulta ser

$$v_c = \sqrt{\frac{\hbar k \Gamma r}{2m}}. \tag{2.43}$$

Con esta velocidad promedio en una dimensión, la temperatura de captura correspondiente es

$$T_c = \frac{\hbar k \Gamma r}{2k_B}. \quad (2.44)$$

Para este experimento, la estimación de la temperatura de captura es de aproximadamente 15 K.

2.3.2. Carga y pérdida de átomos

Existen variaciones en el número de átomos atrapados en una trampa magneto óptica, estos cambios dependen de la tasa a la cual son capturados y la tasa de pérdidas de la trampa. La ecuación que describe el cambio en el número de átomos atrapados está dada por [30]

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta \frac{N^2}{V}, \quad (2.45)$$

donde N es el número de átomos atrapados. El primer término del lado derecho de la igualdad R es la tasa de captura por enfriamiento láser. En el segundo término N/τ es la tasa de pérdidas, depende de la presión de fondo de la cámara de vacío y por lo tanto gobierna el perfil de carga de la nube de átomos. Este término describe las pérdidas debido a colisiones con átomos que no han sido atrapados. En el tercer término, V es el volumen de la nube atómica, este término describe colisiones entre los mismos átomos confinados, el cual se vuelve importante para densidades atómicas grandes [31]. Aquí β describe la tasa de pérdidas debido a colisiones inelásticas de dos cuerpos dentro de la trampa y cuyo orden de magnitud es de $\sim 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Si la densidad de los átomos atrapados no es alta ($\sim 10^7$ átomos) [32], entonces β es despreciable y sólo se tiene

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau}. \quad (2.46)$$

La solución a esta ecuación diferencial tomando en cuenta la condición inicial $N(0) = 0$ es

$$N = N_0 [1 - \exp(-t/\tau)], \quad (2.47)$$

donde $N_0 = R\tau$ es el número de átomos cuando la trampa llega al estado estacionario, es decir, cuando la carga y pérdida de átomos son aproximadamente iguales.

2.4. Espectroscopía láser libre de Doppler

Como se mencionó anteriormente, para atrapar y enfriar átomos de rubidio se utiliza su estructura hiperfina (sección 2.1.1). Para lograr sintonizar los láseres a dichas frecuencias, es necesario identificar estas transiciones mediante la obtención de un espectro donde sea posible observar la estructura hiperfina de los átomos. Resolver transiciones hiperfinas resulta ser un gran desafío, consecuencia de que los átomos se encuentran en continuo movimiento por el espacio haciendo dominante el efecto Doppler. En esta sección se describen los ensanchamientos natural y Doppler que presentan las líneas espectrales y las dos técnicas de espectroscopía que usamos para resolverlas: la espectroscopía de absorción saturada y la espectroscopía de polarización.

2.4.1. Ensanchamiento natural

Cuando se hace incidir radiación electromagnética con una frecuencia específica sobre un conjunto de átomos en reposo, éstos la absorben dando origen a una línea de absorción con un ancho de frecuencias finito. Para obtener esta distribución espectral, se considera un haz de fotones que inciden sobre una muestra de espesor Δz con N átomos por unidad de volumen. La probabilidad de que un átomo absorba un fotón es igual a la fracción de intensidad perdida por el haz incidente. Esta intensidad decrece al pasar por la muestra en la dirección z como

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha(\omega)I, \quad (2.48)$$

donde $\alpha(\omega) = N\sigma(\omega)$ es el coeficiente de absorción de la muestra. Depende del número de átomos que interactúan con los fotones y de la sección transversal de absorción $\sigma(\omega)$. Al resolver la ec. (2.48) considerando intensidades para las cuales la mayoría de los átomos permanescan en el estado base, se obtiene la ley de Beer [33]

$$I(\omega) = I_0 e^{-\alpha(\omega)z}. \quad (2.49)$$

Si se consideran intensidades altas, se debe tomar en cuenta los procesos de emisión estimulada. Cuando la tasa de absorción sea igual a la de emisión, se obtiene que el coeficiente de absorción es [20]

$$\alpha(\omega) = 3 \left(\frac{\pi c}{\omega_0} \right)^2 A_{21} \Gamma_H(\omega). \quad (2.50)$$

donde A_{12} es el coeficiente de Einstein para emisión espontánea, y se define el perfil de línea homogéneo¹ Γ_H como

$$\Gamma_H(\omega) = \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (2.51)$$

Es un perfil Lorentziano, cuyo ancho a la altura media es

$$\Delta\Gamma_{HFWHM} = \Gamma, \quad (2.52)$$

conocido como ancho natural. Para la línea D2 de rubidio, se tiene que este ancho es de $\Gamma \simeq 2\pi \cdot 6$ MHz [23].

2.4.2. Ensanchamiento Doppler

Una de las mayores complicaciones que impide la observación directa de la estructura hiperfina de los átomos es debido a que se encuentran en continuo movimiento. Esto provoca un cambio en la frecuencia emitida o absorbida, dando origen a un ensanchamiento en sus líneas espectrales a causa del efecto Doppler. El cambio de frecuencia absorbida que observan los átomos en su marco de referencia moviéndose a una velocidad $v \ll c$ es

$$\omega' = \omega_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right). \quad (2.53)$$

En un gas atómico, los átomos a una temperatura T se encuentran en un movimiento aleatorio siguiendo una distribución de velocidades de Maxwell-Boltzman [34], donde en una dimensión la fracción de átomos que se encuentran con velocidades entre v y $v + dv$ es

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) dv, \quad (2.54)$$

donde m es la masa del átomo y k_B es la constante de Boltzman. Si se define la velocidad, más probable como $u_p = \sqrt{2k_B T/m}$ y de la ec. (2.53) $v = c \left(1 + \frac{\omega}{\omega_0}\right) \Rightarrow dv = \frac{c}{\omega_0} d\omega$, entonces de (2.54) se obtiene

$$\Gamma_D = \frac{c}{u_p \omega_0 \sqrt{\pi}} \exp\left\{-\left[\frac{c(\omega - \omega_0)}{u_p \omega_0}\right]^2\right\} \quad (2.55)$$

¹Homogéneo porque es igual para cada átomo.

Notamos de esta expresión que el perfil de absorción de los átomos en movimiento resulta ser Gaussiano, igualmente de la ec. (2.55) se obtiene que el ancho de Doppler a la altura media (FWHM) es

$$\Delta\Gamma_D = 2 \frac{u_p \omega_0}{c} \sqrt{\ln 2} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}. \quad (2.56)$$

Para la transición de la línea D2 de átomos de rubidio a 300 K el ancho Doppler es de aproximadamente 510 MHz.

2.4.3. Espectroscopía de absorción saturada

Como pudimos observar en la sección anterior, el ancho Doppler resulta ser mucho mayor que el ancho natural de la frecuencia de emisión. Es por esta razón que no se puede identificar las transiciones hiperfinas con espectroscopía de absorción. La espectroscopía de absorción saturada propuesta en los años 70 por Schalow y Hansch [35] es una técnica de alta resolución. Se basa en la interacción no lineal con los átomos y permite deshacernos del ancho Doppler haciendo posible resolver la transiciones hiperfinas [36].

La espectroscopía de absorción saturada consiste básicamente en hacer un barrido de frecuencia de un haz láser cerca de la frecuencia de resonancia del átomo (ω_0). Este es separado en dos de distintas intensidades, uno con intensidad $I_b \geq I_{sat}$ llamado haz de bombeo y otro con intensidad $I_p \ll I_{sat}$ llamado haz de prueba. Ambos inciden contrapropagantes y superpuestos a través de un gas atómico. Cuando el haz tiene una frecuencia lejos de la frecuencia de resonancia el haz de bombeo interactúa principalmente con átomos cuya velocidad es $v = \frac{\omega - \omega_0}{k}$ y el haz de prueba interactúa principalmente con átomos con velocidad $v = -\frac{\omega - \omega_0}{k}$. Ambos crean huecos en la distribución de población del estado inicial. Ya que ambos haces interactúan con grupos distintos de átomos, el haz de bombeo no afectará la absorción del haz de prueba.

Por otro lado, cuando la frecuencia del láser se encuentra cerca de la frecuencia de resonancia ($\omega \simeq \omega_0$), los haces de prueba y bombeo interactúan con un mismo grupo de átomos con velocidad $v \simeq 0$. En esta situación el haz de bombeo llevará a más átomos a un estado excitado, de modo que habrá menos que puedan absorber el haz de prueba dando como resultado un pico en el espectro de transmisión del mismo (figura 2.11).

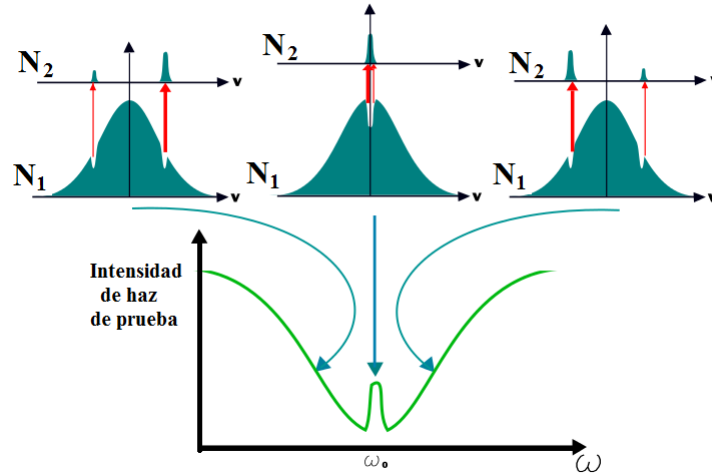


Figura 2.11: Cuando los haces de bombeo y de prueba interactúan con átomos con $v \simeq 0$ se observa un incremento en la intensidad del haz de prueba.

En un átomo real se tienen más de dos niveles energéticos, de modo que en un espectro de absorción saturada aparece más de un pico, sin embargo, surgen picos extras al número de transiciones. El origen de estos picos resulta cuando dos o más transiciones comparten un estado en común y la separación entre ellas es menor que el ancho Doppler.

Para entender el por qué de estos picos denominados entrecruces (cross-over en inglés), consideremos por simplicidad un átomo de tres niveles, figura (2.12), cuyas separaciones de energía respecto del nivel más bajo son $\hbar\omega_{12}$ y $\hbar\omega_{13}$ ($\hbar\omega_{12} < \hbar\omega_{13}$) y $\omega_{23} < \Delta\Gamma_D$. Durante el barrido de frecuencia del láser, el haz de bombeo entrará en resonancia con las dos transiciones, dando lugar a dos picos en el espectro de intensidad del haz de prueba. Adicional a estos picos aparecerá uno extra justo en el centro de las dos transiciones cuando el haz de prueba sea visto corrido al rojo (azul) de $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ ($|1\rangle \rightarrow |2\rangle$).

2.4.4. Espectroscopía de polarización

La espectroscopía de polarización, propuesta en 1976 por Wieman y Hansch [37], es otra técnica de alta resolución. Al igual que la espectroscopía de absorción saturada,

2. TRAMPA MAGNETO-ÓPTICA

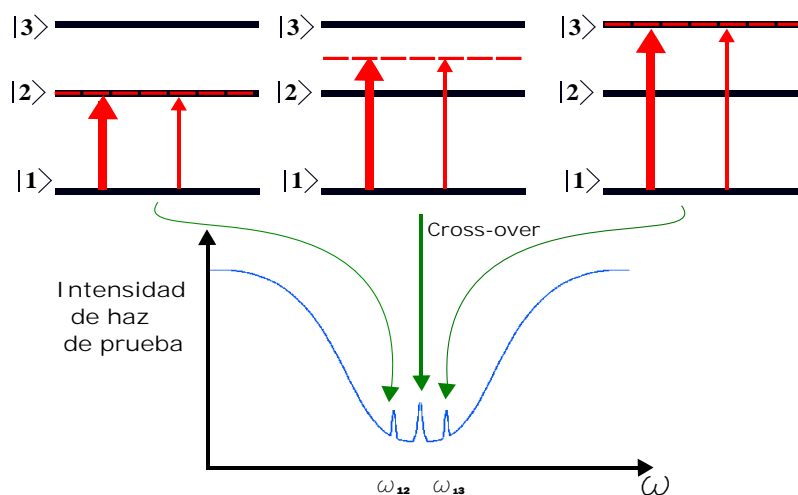


Figura 2.12: Los picos correspondientes a las transiciones aparecen a los extremos, mientras que la formación del cross over aparece en el centro.

esta técnica utiliza dos haces contrapropagantes generados del mismo láser que también es barrido en frecuencia. Sin embargo, la espectroscopía de polarización se favorece de la interacción de la luz en un medio atómico mediante un proceso no lineal [38] induciendo birrefringencia sobre el mismo. Este medio birrefringente es generado por un haz de bombeo polarizado circularmente y analizado por una haz de prueba de baja intensidad polarizado linealmente. Este tipo de espectroscopía resulta de gran utilidad gracias a que el espectro de polarización obtenido tiene la forma de la derivada de una Loretziana y puede ser usado directamente para estabilizar la frecuencia de un láser [39].

El principio físico de esta técnica se puede entender considerando una transición hiperfina de un estado $|F = 1, M_F = 0, \pm 1\rangle$ a un estado $|F' = 2, M_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2\rangle$. Cuando el haz de bombeo circularmente polarizado, incide sobre el gas atómico y la frecuencia del láser esté sintonizada con alguna de las transiciones $|F, M_F\rangle \rightarrow |F', M_{F'}\rangle$, los átomos serán excitados al estado final con proyecciones $M_{F'} = M_F \pm 1$ siguiendo las reglas de selección $\Delta M_F = \pm 1$ para polarizaciones σ^\pm . Como resultado, la población de átomos en los subestados M_F tendrán una población desigual, figura (2.13) generando un medio anisotrópico visto como un medio birrefringente por el haz de prueba con polarización lineal.

La polarización lineal del haz de prueba puede considerarse como la superposición

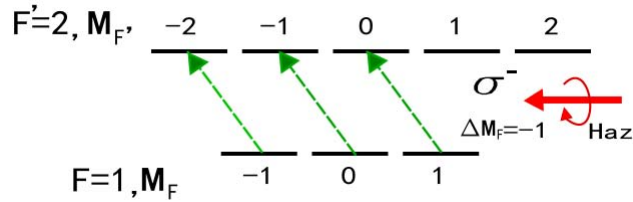


Figura 2.13: El Haz de bombeo con polarización σ^- induce una transición $\Delta F = -1$ produciendo una anisotropía en el medio.

de dos componentes de polarización circular σ^\pm . De esta forma, al pasar por el medio anisotrópico, los átomos absorberán distinto cada componente dando origen a un giro en su eje de polarización. Estas componentes son analizadas con dos fotodetectores después de pasar por un cubo polarizante, figura (2.14). El espectro de polarización se genera por la diferencia de intensidades de estas dos componentes.

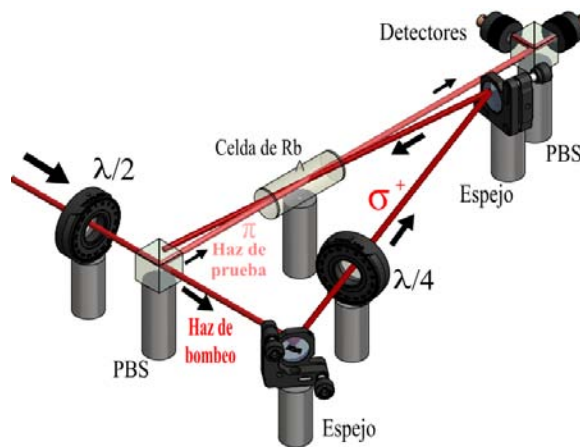


Figura 2.14: Espectroscopía de polarización. Se utiliza un divisor de haz polarizante (PBS) para separar dos haces que serán usados como haz de bombeo y prueba. Al haz de bombeo se le da polarización circular con ayuda de un retardador.

En el capítulo siguiente se expone el sistema experimental que hace uso de estas espectroscopías para sintonizar los láseres usados, así como el resto del sistema requerido para la MOT.

Aparato Experimental

En este capítulo se describe el equipo experimental que consiste básicamente de un sistema de láseres y un sistema de vacío, así como los arreglos ópticos utilizados para la construcción de la MOT. En la primera sección se presenta el sistema de láseres conformado por un láser de enfriamiento, sintonizado y anclado usando una espectroscopía de absorción saturada. Se justifica el uso de un segundo láser llamado rebombeo sintonizado y anclado con espectroscopía de polarización. Más adelante el haz de enfriamiento es llevado por un proceso de amplificación de potencia y a su vez por un arreglo de moduladores acusto-ópticos, encargados de acercar la frecuencia a la de resonancia del átomo. En la sección 2 se describe el sistema de vacío, así como la fuente de rubidio. Para una MOT se requiere de un campo magnético presentado en la sección 3. En la sección 4 se muestra la distribución de luz y geometría del arreglo óptico de la MOT. Para tener una mejor idea de la distribución de luz en el laboratorio ver figura 3.1.

3.1. Sistema de láseres

Los láseres de diodo tienen una gama de aplicaciones para distintos tipos de experimentos [40] debido a su amplio espectro de emisión, además de ser relativamente baratos. En específico para este trabajo son la herramienta principal para el enfriamiento de átomos.

En la figura 3.1 se muestra un bloque del esquema experimental. Se comienza preparando la luz de enfriamiento, para después ser amplificada y sintonizada finamente en frecuencia, Ahí se mezcla la luz usada como rebombeo y finalmente distribuida y enviada a la MOT.

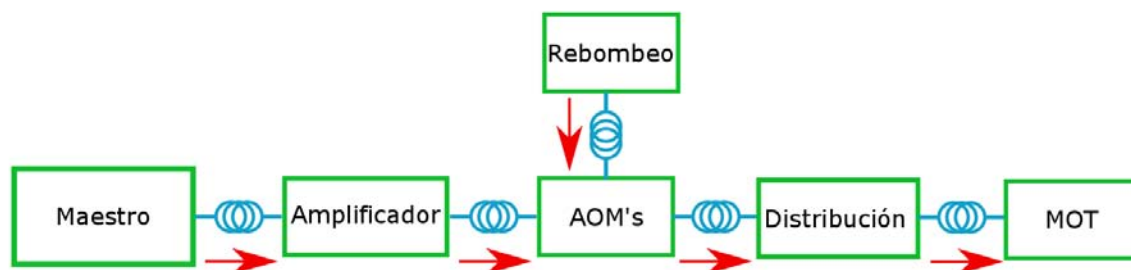


Figura 3.1: Diagrama de distribución de luz. El láser maestro envía luz al amplificador óptico y eventualmente al bloque de AOM's al cual también llega luz de rebombado, para finalmente ser dirigida a la MOT.

3.1.1. Láser de enfriamiento

La luz utilizada para el enfriamiento en nuestra MOT, es generada mediante un Diodo Láser de Cavidad Extendida (ECDL) en configuración Cateye modelo CEL002 de la marca MOGLabs, cuya longitud de onda de emisión se encuentra centrada en 780 nm. Este láser es llamado láser maestro debido a que genera la luz para distintos experimentos en este laboratorio, por ejemplo, proporciona luz para una espectroscopía de dos fotones en la que se usa otro láser de 776 nm, y para inyectar un láser esclavo usado como amplificador para experimentos de FWM en celda.

3.1.1.1. Cavidad externa Cateye y anclado de frecuencia

La configuración de la cavidad extendida conocida como Cateye (CEL) permite tener un ancho de línea de emisión menor a 150 KHz operando en un sólo modo [41]. Esta configuración se vale de una cavidad interna dentro del diodo láser y una cavidad externa, formada por la cara reflejante posterior al diodo y un reflector cateye. En la figura 3.2 se observa esta configuración, en la cavidad externa se tiene una lente esférica colimadora posterior al diodo, seguida por un filtro de interferencia cuya transmisión es mayor al 90%. Está colocado en una montura que permite variar el ángulo de incidencia y por lo tanto realizar ajustes gruesos en la longitud de onda dentro del espectro de emisión del diodo. Por último se encuentra el reflector cateye, conformado por un acoplador con un par de lentes para recolimar el haz de salida y un espejo parcialmente reflejante usado para la retroalimentación óptica [42]. En la cara posterior al acoplador se encuentra un piezoeléctrico (PZE) que se expande y contrae al aplicarle

un voltaje permitiendo variar la longitud de la cavidad y realizando desplazamientos en la frecuencia de emisión de 70 MHz/V con un rango de 10 GHz.

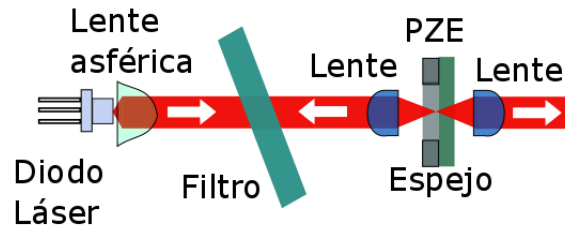


Figura 3.2: Configuración de cavidad externa Cateye con un filtro de interferencia y un reflector Cateye.

Una de las ventajas de esta configuración, es que el reflector cateye permite tener una mayor eficiencia en la retroalimentación óptica y además reduce el riesgo de des-alinear la cavidad. El reflector junto con el filtro de interferencia, es menos susceptible a perturbaciones mecánicas resultando en una frecuencia de emisión más estable en comparación con otras cavidades como la Littrow.

La operación del CEL se realiza con ayuda de un controlador comercial de la marca MOGLabs. Este nos permite realizar diversas funciones como mantener estable la temperatura del láser, controlar la corriente suministrada al diodo, barrer la frecuencias de emisión mediante el voltaje aplicado al PZE, y realizar un anclado estable de frecuencia con ayuda de una señal de retroalimentación, entre otras funciones [43].

Para mantener estable la frecuencia de emisión del láser, es necesario tener una frecuencia de referencia que en este caso es una transición atómica. Fue obtenida en el trabajo de tesis de licenciatura de Luis Alberto Mendoza López [44], mediante la técnica de espectroscopía de absorción saturada descrita anteriormente. En la figura 3.3 se muestra el espectro de absorción saturada de rubidio para la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Esta señal no puede ser utilizada como retroalimentación para mantener la frecuencia estable, debido a que el servo-sistema del controlador es incapaz de discernir el signo de la corrección a la frecuencia para mantenerse en la referencia. Para ello es necesario generar una señal de retroalimentación (también llamada señal error o de dispersión) cuya curva es como la derivada del espectro de saturación. De esta forma se obtiene

3. APARATO EXPERIMENTAL

una señal que tiene signos opuestos para ambos lados de un pico de saturación. Con esta se puede discernir el signo de la corrección a la frecuencia, permitiendo al servosistema aplicar correcciones a las desviaciones de la longitud de la cavidad mediante el piezoeléctrico y a la corriente suministrada al diodo.

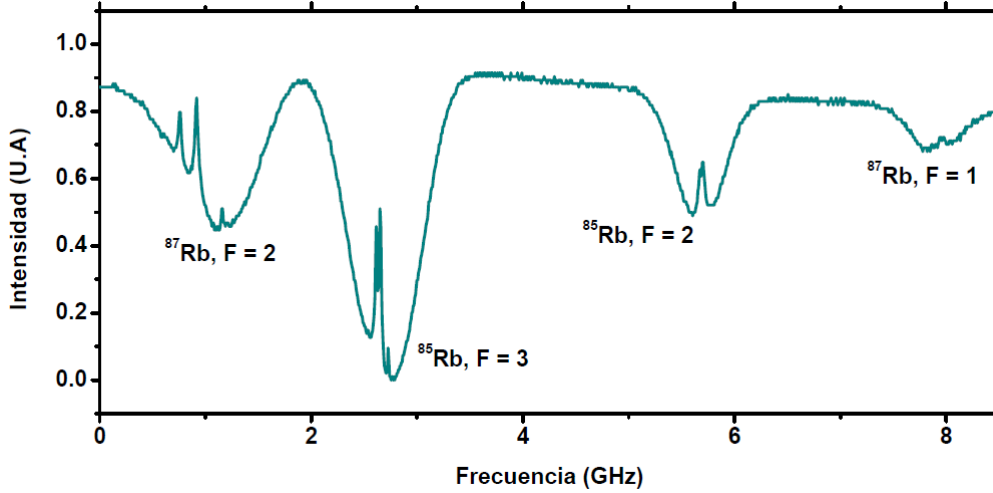


Figura 3.3: Espectro de absorción saturada para la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ de Rb. El primer y el cuarto pozo corresponden a las transiciones del estado base de ^{87}Rb $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ y $|F = 1\rangle \rightarrow |F'\rangle$ respectivamente. El segundo y tercer pozo corresponden a las transiciones del estado base de ^{85}Rb $|F = 3\rangle \rightarrow |F'\rangle$ y $|F = 2\rangle \rightarrow |F'\rangle$ respectivamente. Ver figura 2.1

La señal error del espectro de saturación se obtuvo mediante una modulación de los estados Zeeman con ayuda de una bobina. Esta bobina se encuentra alrededor de una celda con vapor de rubidio de 2.54 cm de diámetro y 7.5 cm de largo hecha de cuarzo con ventanas antirreflejantes para 780 – 795 nm. La bobina genera un campo magnético de 0.7 Gauss oscilante a 250 KHz generada dentro del controlador, realizando un desplazamiento en los niveles Zeeman de 1.4 MHz/Gauss. Para más detalles sobre el arreglo de la espectroscopía de absorción saturada y la obtención de la señal error ver referencia [44].

En la figura 3.4 se observa la señal error para las transiciones $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F'\rangle$ de ^{87}Rb . Esta señal está optimizada para el entrecruce CO_{1-3} (la justificación de anclar aquí se da más adelante en la sección 3.1.4) mediante el modulo FEEDBACK del controlador el cual se encarga del proceso del anclado. Para que la

pendiente deseada sea máxima se utiliza la perilla GAIN mientras que con la perilla ERROR OFFSET se hace cruzar por cero. No es necesario cerrar el intervalo del barrido en el punto deseado, el controlador anclará en el cruce por cero más cercano a un punto trigger en el centro del osciloscopio.

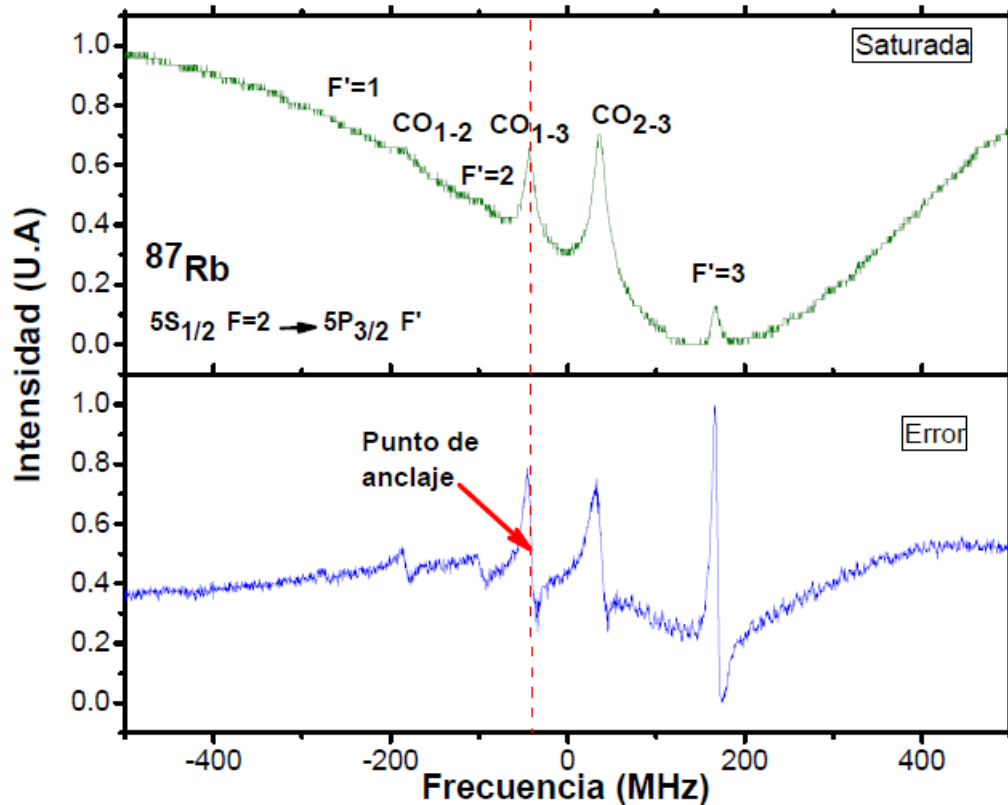


Figura 3.4: Espectro de absorción saturada y señal error de la transición de rubidio 87 $5S_{1/2}F=2 \rightarrow 5P_{3/2}F'$.

Para realizar el anclaje una vez optimizada la señal, se detiene el barrido de la frecuencia colocando el switch SCAN/LOCK en LOCK. El controlador tiene la opción de reducir el ruido del anclaje colocando el switch OFF/LOCK en LOCK para habilitar las perillas FAST y SLOW las cuales se incrementan hasta reducir el ruido de la señal, de esta forma la frecuencia del láser se encontrará anclada.

3.1.2. Láser de rebombeo

Como vimos en la sección 2.1.1 el estado base de ^{87}Rb es $|5S_{1/2} F = 1, 2\rangle$. Para realizar el enfriamiento se sintoniza la frecuencia del láser al rojo de la transición cíclica $|5S_{1/2} F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2} F' = 3\rangle$. Sin embargo, esta desintonía puede ser vista como una desintonía al azul de la transición $|5S_{1/2} F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2} F' = 2\rangle$ para átomos en movimiento, teniendo probabilidad distinta de cero de decaer al estado $|5S_{1/2} F = 1\rangle$ quedando fuera del ciclo de enfriamiento. Por tal motivo, se utiliza un segundo láser llamado rebombeo para enviar a los átomos que terminen en este estado de vuelta al ciclo de enfriamiento, este láser es sintonizado a la transición $|5S_{1/2} F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2} F' = 2\rangle$. Cabe mencionar que generar esta frecuencia de rebombeo no necesariamente requiere de otro láser [45]. Es posible utilizar un sistema de modulación de frecuencia óptica que nos permite utilizar la misma luz del láser maestro. Estos moduladores crean bandas adjuntas desplazadas en frecuencia que pueden ser usadas como luz de rebombeo.

3.1.2.1. Cavidad externa Littrow

El láser usado para generar el haz de rebombeo, es un diodo láser de cavidad extendida en configuración Littrow de la marca MOGLabs modelo ECD004. A diferencia del láser en configuración Cateye, la cavidad externa del Littrow [46] está formada por la cara posterior al diodo y una rejilla de difracción (figura 3.5).

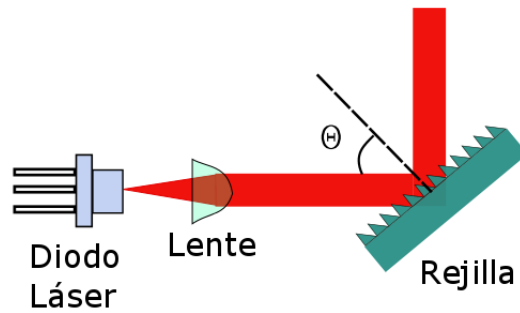


Figura 3.5: Configuración Littrow. La luz pasa por la lente colimadora y después por la rejilla de difracción, dejando salir el orden cero.

Cuando el haz sale del diodo, pasa por una lente de colimación e incide sobre una rejilla de difracción senoidal, colocada a un ángulo θ respecto el haz incidente. Esta

permite seleccionar la longitud de onda de emisión al cambiar el ángulo de incidencia. El primer orden difractado es reflejado de vuelta a la cavidad usado como retroalimentación, mientras que el orden cero es usado como haz de salida cuyo ancho de línea es de aproximadamente 200 kHz. En la parte posterior de la rejilla se encuentra un PZE que realiza desplazamientos en frecuencia de 250 MHz/V con un intervalo de 25 GHz [47]. La operación del láser de rebombeo es realizada mediante un controlador igual al controlador del láser maestro [43].

3.1.2.2. Sintonización y anclado de frecuencia

La frecuencia del láser de rebombeo es anclada a la transición $|5S_{1/2}F = 1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}F' = 2\rangle$ de rubidio 87. Para esto se obtuvo una señal de referencia con una técnica de espectroscopía de alta resolución conocida como espectroscopía de polarización expuesta en la sección 2.4.4. A diferencia de la espectroscopía de absorción saturada, la espectroscopía de polarización nos permite obtener un espectro diferencial, el cual puede ser directamente utilizado por el servo-sistema como una señal de retroalimentación para mantener estable la frecuencia del láser.

En la figura 3.6 se muestra el arreglo construido para la espectroscopía de polarización. Todos los elementos fueron montados en postes de aluminio y pegados a un bloque de granito Grisal de 60x30 cm. El haz que sale del láser pasa por un espejo que lo dirige a través de un aislador óptico EOT4/780P, cuya transmisión es de aproximadamente 82% y atenúa las reflexiones en 30 dB evitando que regresen a la cavidad. Posteriormente pasa por un divisor de haz polarizante (PBS por sus siglas en inglés), una parte es enviada a una fibra óptica que será usada como rebombeo y otra a la espectroscopía. Un segundo PBS envía 2 mW como haz de bombeo y 0.3 mW como haz de prueba. Al haz de bombeo se le asigna una polarización circular con ayuda de un $\lambda/4$ y pasa por una celda con vapor de Rb. Contrapropagante al haz de bombeo pasa el haz prueba con polarización lineal (ver sección 2.4.4). El haz de prueba sufrirá un giro en su plano de polarización, analizado con dos fotodetectores para examinar sus dos componentes.

3. APARATO EXPERIMENTAL

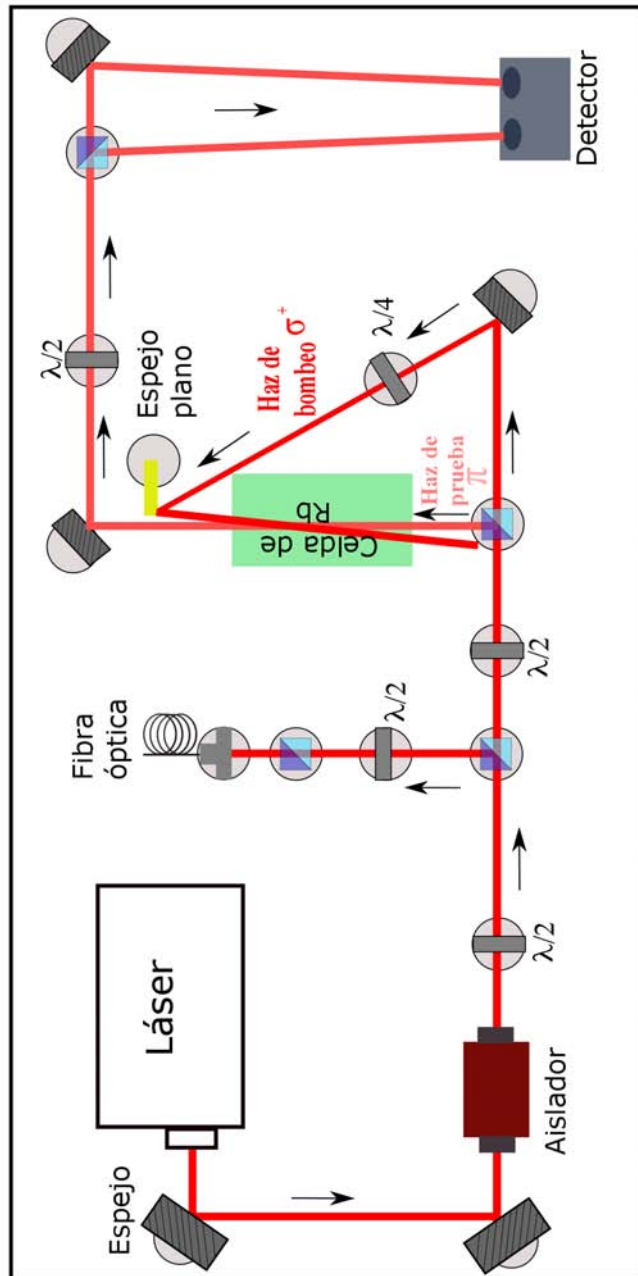


Figura 3.6: Arreglo de espectroscopía de polarización para el láser de bombeo.

Para obtener el espectro de polarización se hace la resta de las dos componentes recibidas por los fotodetectores. Esta señal de dispersión es utilizada para realizar

el anclaje de la frecuencia de rebomdeo. En la figura 3.7 se muestra el espectro de polarización para las transiciones $|5S_{1/2}F=1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}F'\rangle$. Para anclar la frecuencia se sigue el mismo procedimiento que en la sección 3.1.1.1.

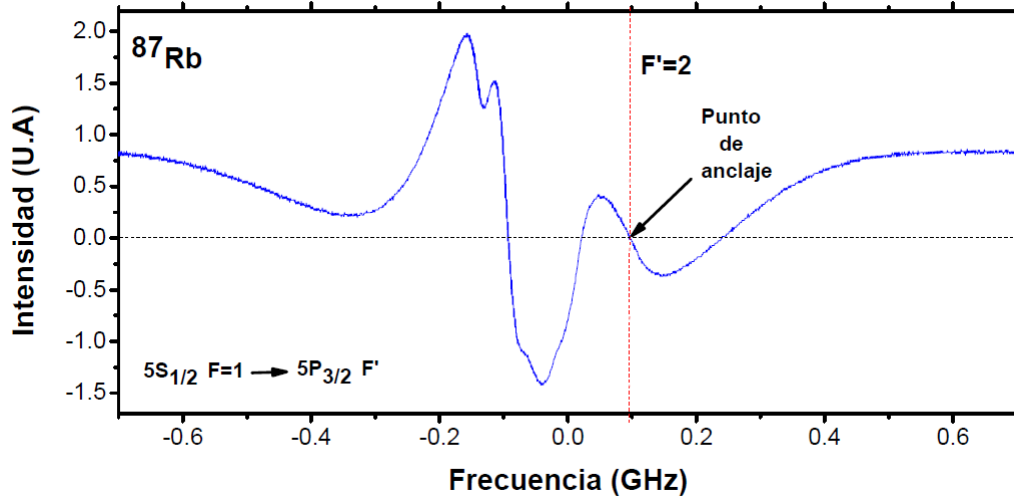


Figura 3.7: Espectro de polarización para las transiciones $|5S_{1/2}F=1\rangle \rightarrow |5P_{3/2}F'\rangle$.

3.1.3. Amplificación Óptica

Como se mencionó en la sección 3.1.1, la luz del láser maestro es utilizada para distintos experimentos, por lo que la potencia destinada para la MOT no es suficiente. Es por esto que requiere de un proceso de amplificación de potencia para lo cual en este caso se utilizó un amplificador cónico de la marca MOGLabs modelo MOA002.

El amplificador óptico está formado por un semiconductor de un compuesto de galio y arsénico con una región activa sesgada como se muestra en la figura 3.8. Utiliza un bombeo eléctrico haciendo más eficiente la producción de luz (entre 40 % y 50 %) en comparación con otros sistemas [48]. Opera entre las longitudes de onda de 630 – 1064 nm y tiene una polarización de salida lineal.

3. APARATO EXPERIMENTAL

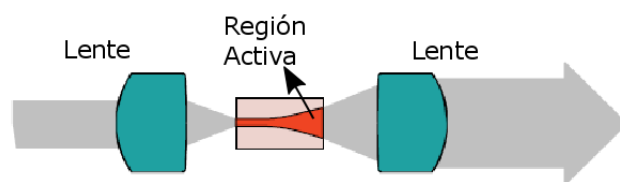


Figura 3.8: Vista superior del semiconductor amplificador. El haz entra por la parte pequeña de la región activa, llenando por completo la parte más amplia donde es amplificado.

La configuración de amplificación en este experimento es mediante un solo paso. La luz de inyección dirigida por una fibra óptica, debe ser correctamente alineada con todo el sistema mostrado en la figura 3.9. Este sistema consiste de un aislador de Faraday para evitar que reflejos regresen a la cavidad del láser de inyección. Posteriormente el haz pasa por el lado más pequeño de la región activa donde es difractado de modo que llena toda la región del dispositivo, permitiendo la amplificación de potencia. El modo transversal del haz al salir de esta región tiene la forma de dos elipses ortogonales, por lo cual se requiere de dos lentes para colimar el haz en la dirección vertical y horizontal. Finalmente, el haz amplificado pasa por un segundo aislador para evitar que reflejos lleguen al chip semiconductor.

En nuestro experimento, el amplificador es inyectado con aproximadamente 20 mW, de potencia obteniéndose a la salida del dispositivo aproximadamente 1770 mW, suministrándole una corriente al chip de 2500 mA (corriente máxima). Es importante resaltar que el haz de salida mantiene la frecuencia y el ancho de línea del láser maestro, sin embargo, el modo transversal sigue teniendo algunas deformaciones.

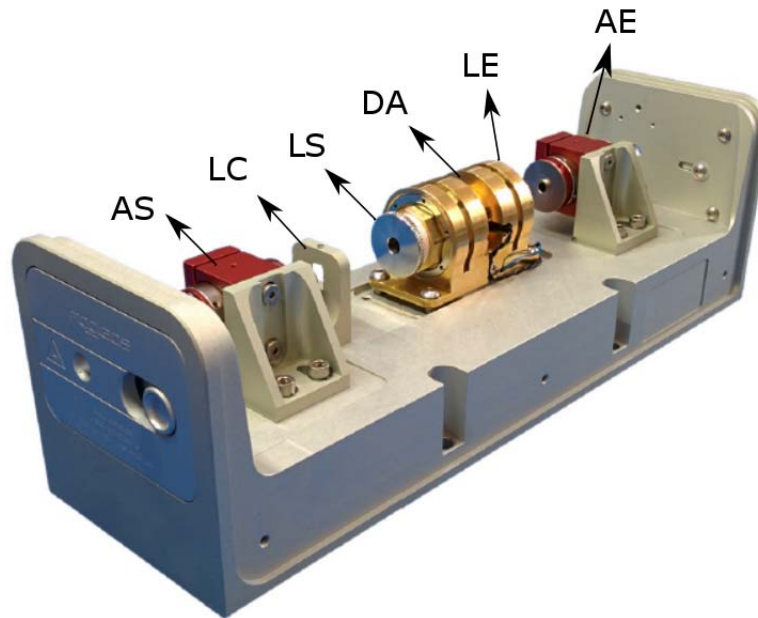


Figura 3.9: Componentes del amplificador óptico. Aislador de entrada (AE), lente de entrada (LE), diodo amplificador (DA), lente de salida (LS), lente cilíndrica (LC), aislador de salida (AS).

Después de la amplificación, 885 mW son destinados para la MOT, sin embargo, no se dispone completamente de esa potencia. Se acopla aproximadamente el 48 % de esta luz a una fibra óptica para corregir el modo del haz y obtener un modo transversal gaussiano. Además es pasado por un arreglo de AOM's (descritos en la siguiente sección), reduciendo aún más la potencia disponible.

El amplificador MOA002 es manejado mediante un controlador de diodo láser modelo 6340 de la marca Arroyo Instruments [49]. Este controla la corriente suministrada al chip semiconductor además de mantener estable la temperatura del mismo. En la figura 3.10 se muestra el panel frontal del controlador. Para encenderlo se presiona el interruptor Power en la posición de encendido (I) mostrando en el display la información del modelo. Posteriormente se presiona el botón TEC (se enciende un LED azul) activando el control de temperatura llevándola al set point programado previamente (20°C). Enseguida se habilita el modo de corriente (IoBW) que será suministrado al chip girando la llave Laser Enable OFF/ON poniéndola en ON y finalmente se presiona

3. APARATO EXPERIMENTAL

el botón Laser ON/OFF (se enciende un LED azul) para activar la salida de corriente manejada por la perilla del controlador.



Figura 3.10: Panel frontal del controlador del amplificador óptico.

Después de la amplificación de potencia, la luz es llevada por un proceso de sintonía fina de frecuencia, figura)3.1), descrita en la siguiente sección.

3.1.4. Sintonía fina de frecuencia

En la sección 3.1.1.1 se mencionó que el anclado de la frecuencia del láser maestro es en el entrecruce CO_{1-3} que se encuentra aproximadamente a -211.8 MHz de la transición de enfriamiento $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ de ^{87}Rb . La elección de anclar en este entrecruce es debido a que para la caracterización de la nube atómica, se requiere de un control en la frecuencia de los haces de atrapamiento. Este entrecruce nos da la libertad de utilizar dispositivos que nos facilitan la manipulación de la frecuencia.

Los dispositivos usados en este experimento para realizar desplazamientos en frecuencia son los moduladores acusto-ópticos (AOM por sus siglas en inglés) de la marca IntraAction. En este dispositivo se hacen incidir ondas de radiofrecuencias sobre un cristal, figura)3.11), que se propagan a la velocidad del sonido v_s con una frecuencia

Ω . Como resultado se crea una modulación en su índice de refracción con una longitud onda $\Lambda = 2\pi v_s/\Omega$ [50], actuando como una rejilla de difracción para un haz que se propaga a través de este cristal. Esto da lugar a un patrón de difracción cuyos órdenes tienen un corrimiento en frecuencia dependiente de la frecuencia de las ondas incidentes sobre el cristal y de la dirección en la que incide el haz. Si el haz incidente al cristal tiene componente paralela en dirección contraria a la propagación de las ondas de sonido, el orden del haz difractado con mayor eficiencia tendrá una frecuencia $\omega + \Omega$. Si la componente paralela a la propagación de las ondas es en la misma dirección, el haz difractado con mayor eficiencia tendrá una frecuencia $\omega - \Omega$.

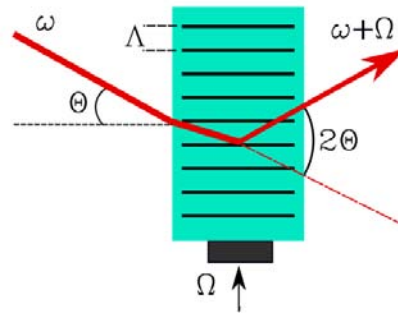


Figura 3.11: Esquema del cristal donde las ondas de radiofrecuencia inciden por la parte inferior, y el haz incidente (ángulo exagerado con propósitos ilustrativos) tiene componente paralela contrario a las ondas, por lo que el haz difractado tiene frecuencia $\omega + \Omega$.

Los AOM pueden ser utilizados en la configuración de un paso o en doble paso. La ventaja de la configuración de doble paso es que se pueden realizar barridos en frecuencia sin que se tengan cambios en la trayectoria del haz difractado, evitando la tarea de realinear el resto del experimento.

En la figura 3.12 se muestra el arreglo óptico construido para acercar la frecuencia del láser maestro a la frecuencia de resonancia de enfriamiento. Todos los elementos a la salida de la fibra que viene del amplificador, fueron pegados con postes de aluminio sobre un bloque de granito Grisal de 60 x 30 cm usando un adhesivo instantáneo (LOCTITE 495). La luz pasa por un telescopio Kepleriano que reduce su tamaño¹ tres veces para maximizar la eficiencia de difracción en los AOM's (se puede alcanzar una eficiencia de 85 % aproximadamente). Entre este telescopio se encuentra un PBS para mejorar la

¹1 mm de diámetro recomendado por el proveedor

3. APARATO EXPERIMENTAL

calidad de la polarización de salida de la fibra a 1000:1. Eventualmente la frecuencia es recorrida en +60 MHz después de pasar por un paso simple de un AOM dejándola a -151.8 MHz de resonancia. Luego pasa por un PBS para el cual la mayor parte de la luz es utilizada como luz de enfriamiento y una pequeña parte se usa como haz de imagen y para los experimentos de mezclado de ondas que se mencionan en la introducción. El haz de enfriamiento pasa por otro AOM en configuración de doble paso recorriendo la frecuencia en 2×70 MHz. De esta forma la frecuencia del haz de enfriamiento queda a -11.8 MHz de la transición con la que ya es posible atrapar átomos. La configuración de doble paso de este AOM nos da una posibilidad de realizar desplazamientos en frecuencia de hasta ± 40 MHz de su frecuencia central (70 MHz). Finalmente el haz pasa por un espejo que lo dirige hacia un PBS donde se mezcla la luz utilizada como rebombeo para finalmente acoplar ambas luces a una fibra óptica.

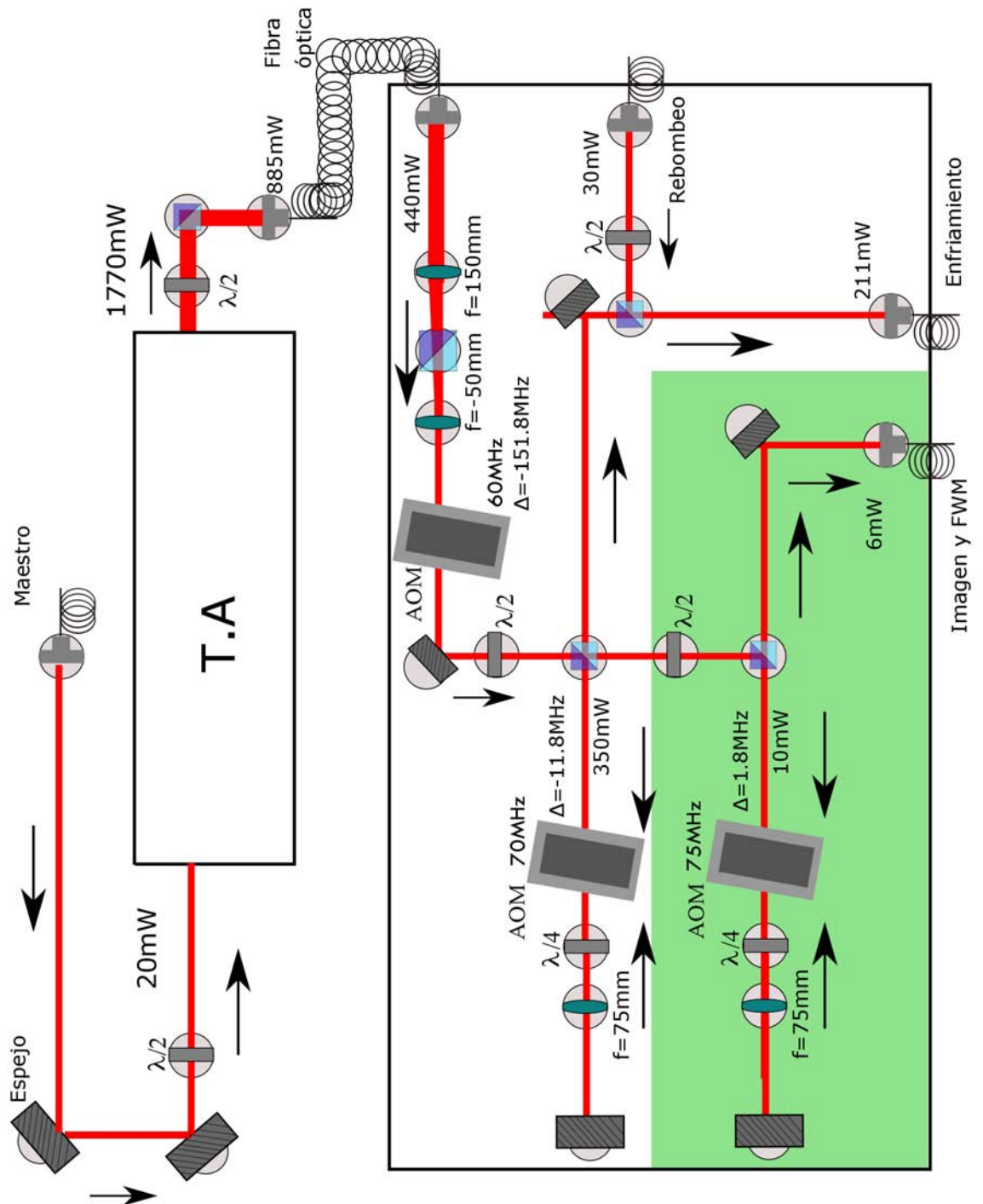


Figura 3.12: La luz del láser maestro es inyectada al amplificador y dirigida al bloque de AOM's para sintonizar la frecuencia deseada. La parte sombreada que corresponde a la luz de imagen y FWM, fue montada por el estudiante de licenciatura Diego Martínez Cara.

3.1.5. Estabilización de polarización de luz en fibras ópticas

Cuando la frecuencia del láser maestro se encuentra anclada, es llevada mediante fibras ópticas de la marca Thorlabs (P3-780PM-FC-L con L la longitud de la fibra que en nuestro caso son de 2, 5 y 10 m.) a distintos experimentos en el laboratorio. Para ello se usaron fibras ópticas mono modo capaces de mantener el estado de polarización (PMF por sus siglas en inglés) de entrada.

Estas fibras están hechas de óxido de silicio diseñadas para operar en el infrarrojo cercano. Tienen una sección transversal conocida como Panda (figura 3.13) que, a diferencia con otros modelos, cuenta con barras de estrés paralelas al núcleo de la fibra que crean birrefringencia, permitiendo la conservación de la polarización cuando es correctamente alineada.

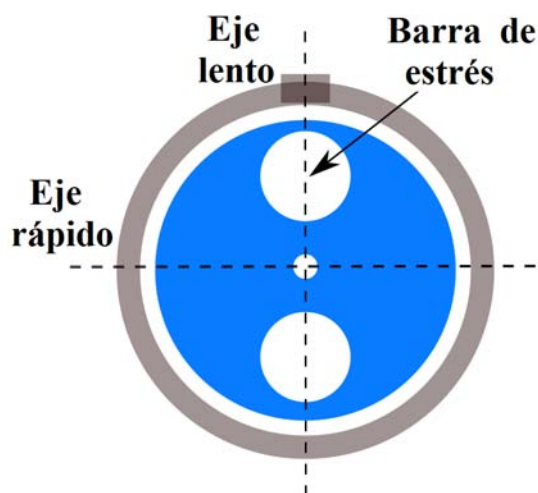


Figura 3.13: Sección transversal de las PMF. Las líneas punteadas indican la orientación de los ejes de la fibra.

Para que las fibras mantengan el estado de polarización, ésta tiene que ser lineal y debe estar alineada con el eje lento de la fibra, de lo contrario la polarización cambiará continuamente con el tiempo. Sin embargo, encontrar el eje de la fibra no es trivial, para ello se construyó un arreglo óptico que nos permitiera encontrar primero este eje antes de ser acoplada.

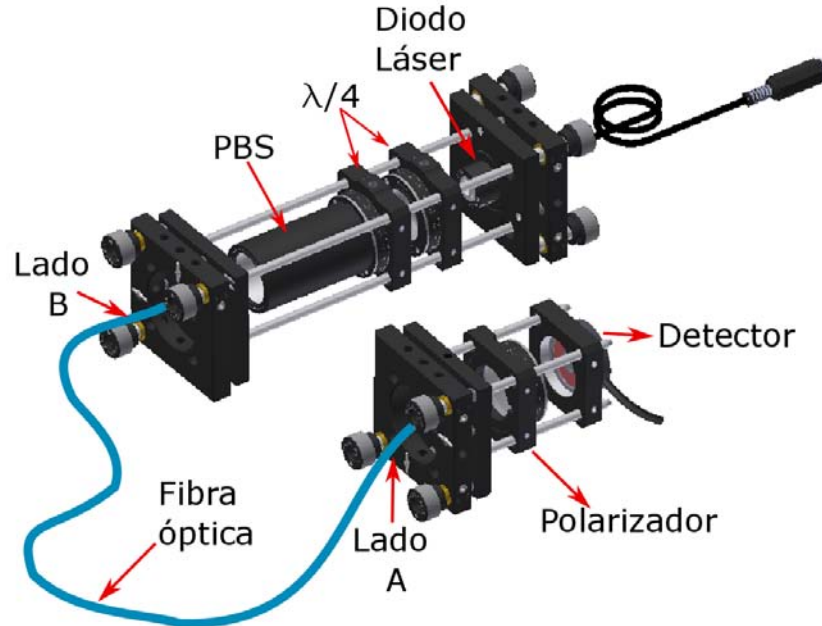


Figura 3.14: Arreglo óptico para encontrar el eje lento de las fibras ópticas.

En la figura 3.14 se muestra un arreglo óptico que consiste de un diodo láser de la marca Thorlabs con número de parte L785P090 cuya polarización es lineal, al cual se le construyó un circuito de alimentación mostrado en la figura 3.15. Posteriormente se cambia el estado de polarización a circular con un retardador de un cuarto $\lambda/4$ de la marca Casix. Nuevamente la polarización es convertida a lineal con otro retardador $\lambda/4$, que en su parte posterior se encuentra un cubo polarizador (PBS por sus siglas en inglés) de alta calidad (1000 : 1) de la marca Casix. Se encuentra montado dentro de un cilindro para lentes de modo que se transmite toda la luz y cuyo objetivo es tener una mejor calidad en la polarización. Este conjunto $\lambda/4$ -PBS están fijos en una montura rotante que permite cambiar la orientación del vector de polarización al ser girado, facilitando localizar el eje de la fibra al ser acoplada por el lado B. La ventaja de usar dos retardadores $\lambda/4$ para rotar la orientación de polarización, en vez de usar sólo un retardador $\lambda/2$ es que, en este último al ser girado un ángulo θ , la polarización es girada 2θ , mientras que para esta configuración la polarización gira θ .

3. APARATO EXPERIMENTAL

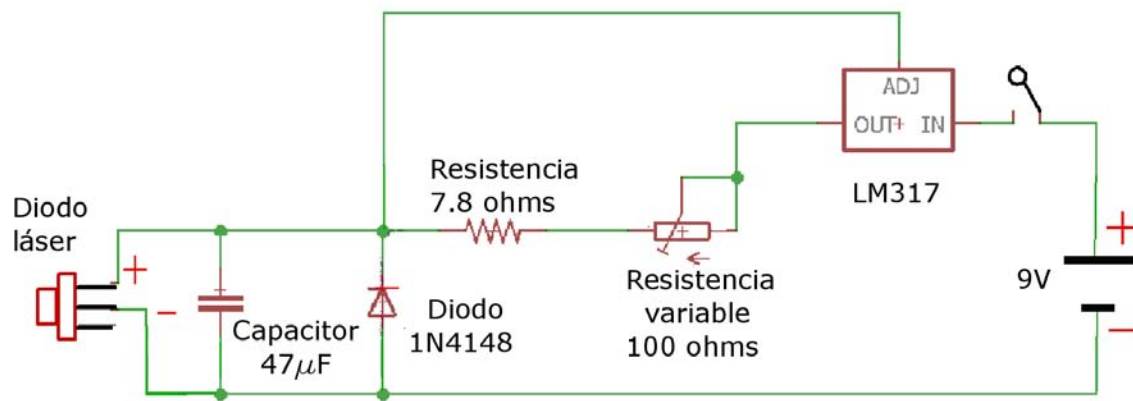


Figura 3.15: Circuito de alimentación para el diodo láser.

En la parte contraria de la fibra (lado A), se analiza el estado de polarización con ayuda de un polarizador lineal de la marca Thorlabs (LPNIRE050-B) y un medidor de potencia de la misma marca. Se verifica que la polarización sea de al menos 100 : 1. En este proceso la fibra es perturbada mecánica y térmicamente para tener la certeza que la polarización se mantenga lineal.

Una vez localizado el eje de la fibra, se desconecta el lado A y se coloca en el lugar deseado donde siempre se encuentra un PBS dirigiendo la luz hacia el acoplador. El procedimiento antes de acoplar es girar el acoplador sobre su eje de modo que se transmita o refleje toda la luz en el PBS, posteriormente se fija y se desconecta el lado B de la fibra para finalmente hacer el acoplamiento de forma usual. Por último se analiza la polarización en el lado B, si la polarización no es lineal se debe iterar este procedimiento hasta conseguirla.

3.2. Sistema de vacío y dispensador de rubidio

Como se vio en la sección 2.3.2 la dinámica de carga de átomos atrapados en una MOT depende de la presión de fondo (alto vacío $\sim 10^{-10}$ Torr) de la región de atrapamiento, entre mayor sea la presión menor será el tiempo que le tome a la trampa formar una nube de átomos [51]. En esta sección se describe brevemente el equipo del sistema de vacío usado para la construcción de la MOT.

3.2.1. Cámara de vacío

La cámara de vacío que se utilizó como región de enfriamiento en este experimento se adquirió del proveedor Precision Glassblowing (figura 3.16). Consiste de una celda de cuarzo octagonal con 7 ventanas de 1 pulgada de diámetro y dos ventanas de 1.375 pulgadas de diámetro hechas de dióxido de silicio. Todas las ventanas tienen recubrimiento antirreflejante de amplio espectro (550 – 900nm) por ambos lados, excepto las ventanas 3 y 7. Se encuentra sujeta a una brida de $2\frac{3}{4}$ pulgadas para conectarse con el resto del sistema de vacío.

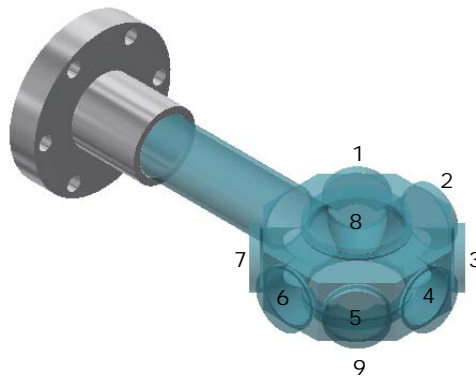


Figura 3.16: Cámara de vacío octogonal hecha de cuarzo con ventanas recubiertas.

3.2.2. Bombas de vacío

La bomba que genera el vacío dentro de la cámara es una NEXTORR D 100-5 de la marca SAES. Es una bomba híbrida que junta las características de una bomba con captador no evaporable (NEG por sus siglas en inglés) y una bomba iónica. Los componentes NEG, rodeados por una máscara de acero para evitar su contaminación, se encargan de remover gases activos como óxidos de carbono, agua, nitrógeno, etc. depositándolos en la superficie de un colector poroso (Zr-V-Fe, St 172) a una velocidad de bombeo de 100 l/s (H_2). La parte iónica consiste de dos electrodos, se encarga de remover gases nobles que no pueden ser bombeados por los componentes NEG a una velocidad de bombeo de 6l/s (Ar) [52].

En la figura 3.17(a) se muestra el esquema de la bomba donde se indican los componentes principales de los que está conformada. A pesar de ser una bomba bastante compacta está diseñada para conseguir niveles de ultra alto vacío (UHV por sus siglas

3. APARATO EXPERIMENTAL

en inglés).

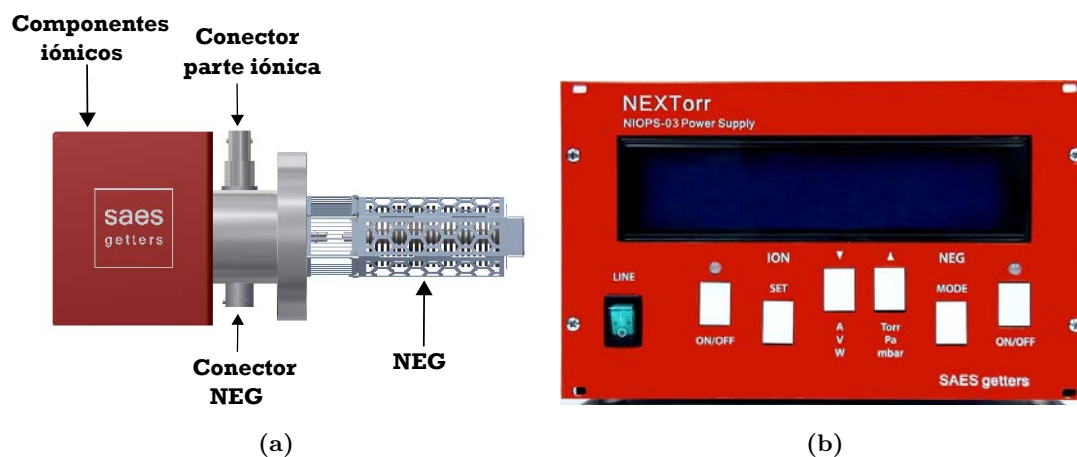


Figura 3.17: a)Bomba de vacío NEXTOrr D 100-5. b)Panel frontal de la fuente de poder.

La fuente que alimenta a esta bomba es una NEXTOrr PUMP POWER SUPPLY NIOPS-03 que contiene dos unidades de poder, una para la parte iónica (ION) y otra para los componentes no evaporables (NEG) [53]. En figura 3.17(b) se muestra el panel frontal donde se observan los dos módulos de poder.

Para que se pueda operar esta bomba, la presión de fondo tiene que ser menor o igual a 10^{-5} Torr. Ya que la presión de fondo en el laboratorio es la atmosférica (652 Torr) es necesario usar una estación de bombeo para conseguir la presión deseada. La estación de bombeo externa que se usó fue una HiCube Classic de Pfeiffer Vacuum, figura (3.18). Es una unidad automática que básicamente está conformada por una bomba turbomolecular HiPace 80 cuya velocidad de bombeo es de entre 48 y 67 l/s para N_2 , He , H y Ar , una bomba de respaldo MVP 070 cuya velocidad de bombeo es de 35 l/s (N_2) y una unidad DCU 002 que controla y monitorea la estación de bombeo [54].



Figura 3.18: Estación de bombeo HiCube Classic de Pfeiffer Vacuum. Incluye una bomba turbomolecular HiPace 80 y una bomba de respaldo MVP 070.

El procedimiento en la activación del sistema de vacío, consistió en hornear el sistema a una temperatura de aproximadamente 70° C con la estación de bombeo activada para reducir la presión dentro del sistema. Posteriormente al alcanzar una presión del orden de 10^{-5} Torr se activaron los componentes NEG los cuales requieren un tiempo aproximado de 1 h para su completa activación. Después de este tiempo la fuente de poder apaga de forma automática este proceso. Finalmente se operó con la parte iónica de la bomba alcanzando una presión del orden de 10^{-11} Torr.

3.2.3. Producción de rubidio

Para una trampa magneto óptica, se requiere de un control de la tasa a la cual se coloca el elemento dentro de la cámara de vacío y además que sea reproducible. En este caso se usaron dispensadores de rubidio comerciales del grupo SAES que nos brindan estas características [55]. Consiste de una mezcla de cromato de rubidio y un agente reductor Zr 84 %-Al 16 % (St101), que se encarga de absorber la mayoría de los gases activos que se producen durante su activación, permitiendo de esta forma actuar como una fuente de rubidio de alta pureza.

Para evaporar el rubidio se conectó una fuente de poder GW Instek GPS-3303 con

3. APARATO EXPERIMENTAL

los dos canales en paralelo a las terminales del dispensador, se hace pasar una corriente para calentarlo a una temperatura determinada (entre 550° y 850° C) en vacío. El calentamiento inicia la reacción de reducción entre el cromato y el agente reductor y además se desgasifica de contaminantes depositados durante su producción. En este proceso, se le suministró al dispensador una corriente de 0.1 A cada hora por un par de días, teniendo cuidado que la presión no subiera más de 2 ordenes de magnitud para no arruinar el vacío. Posteriormente se suministró una corriente máxima de 5 A en incrementos de 0.5 A por hora, completando su activación.

Una vez que se consigue la evaporación pura de rubidio, la corriente suministrada al dispensador se debe hacer de manera gradual, ya que la presión parcial de rubidio dentro de la cámara es función creciente con la corriente que pasa a través del dispensador. Una corriente adecuada para este experimento es de 4A, donde la presión dentro de la cámara es del orden de 10^{-9} Torr.

3.3. Campo magnético cuadrupolar

Para generar el campo magnético cuadrupolar se utilizaron un par de bobinas construidas por el estudiante de licenciatura Diego Martínez Cara durante su servicio social. Estas bobinas fueron colocadas en configuración anti-Helmholtz, es decir, se invierte la dirección de la corriente en una de ellas de modo tal que cerca del centro de la región de atrapamiento, la magnitud del campo magnético varía linealmente con la posición.

Las bobinas fueron hechas con alambre de cobre de 2.9 mm de diámetro. Cada bobina tiene 8 capas de 10 vueltas con un diámetro interno de 7.5 cm y externo de 16 cm. La separación entre ellas es de 8 cm. Con estas bobinas se pueden generar gradientes de hasta 50 Gauss/cm sin que rebasen los 35° C. La fuente de poder que les suministra corriente es de la marca Delta Elektronika de la serie SM800 con número de parte SM 70-AR-24.

Para medir el gradiente de campo magnético, se utilizó un sensor de efecto Hall de estado sólido modelo *SS495A*, con voltaje de salida lineal a la respuesta de un campo magnético fabricada por Honeywell [56]. En la figura 3.19 se muestra el gradiente del campo magnético en función de la corriente cerca del centro a lo largo del eje de las

bobinas.

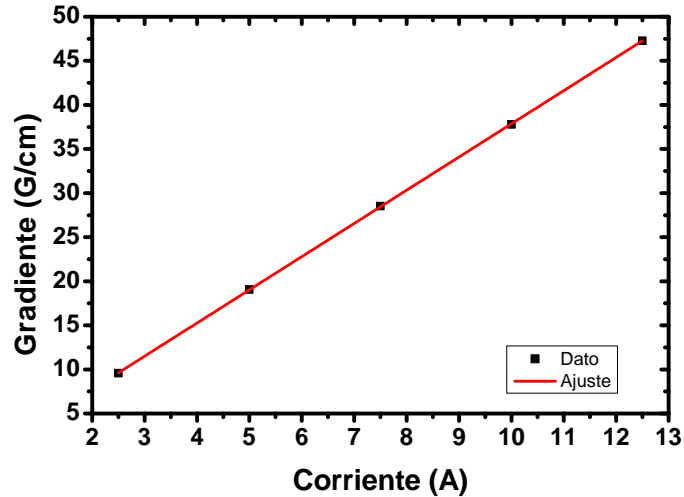


Figura 3.19: Gradiente de campo magnético. La ecuación del ajuste es $y = 3.765x + 0.201$

Para poder atrapar átomos en una MOT, usualmente se necesita un gradiente de entre 10 y 15 Gauss/cm [57] a lo largo del eje de las bobinas. El gradiente usado en este trabajo fue de 12 Gauss/cm suministrándole a las bobinas una corriente de 3.1 A. El gradiente en la dirección transversal de las bobinas usando esta corriente fue de aproximadamente 5.5 Gauss/cm.

3.4. Distribución de luz

3.4.1. Geometría

Cuando los láseres de enfriamiento y rebombeo se encuentran anclados y después de pasar por el proceso de amplificación y sintonización de frecuencia por los AOM's, la luz es enviada por medio de una PMF a otra mesa óptica donde se separa en tres brazos con un arreglo de PBS's y retardadores de onda de $\lambda/2$ (figura 3.20).

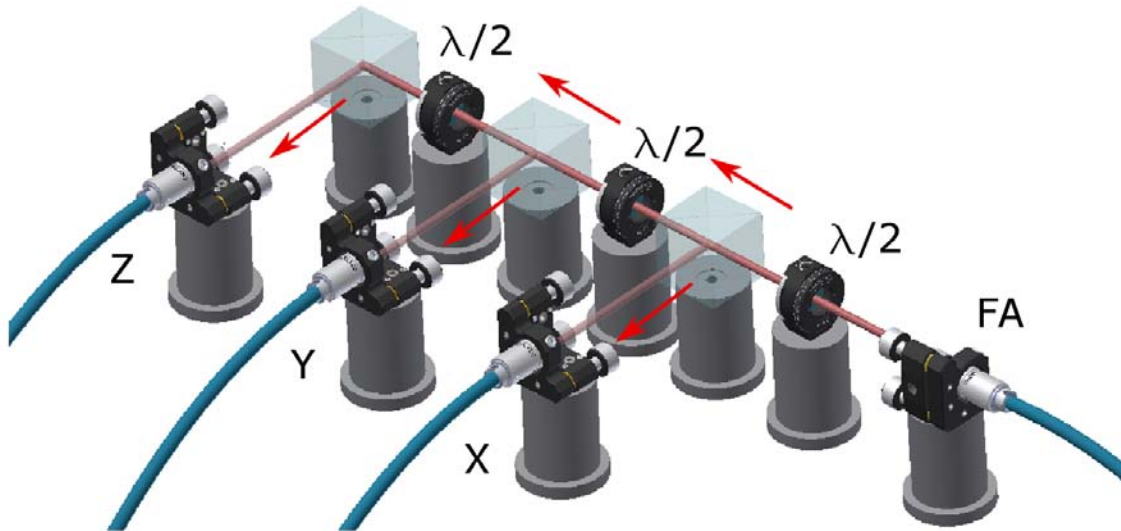


Figura 3.20: La luz de la fibra que viene del amplificador óptico (FA) es dividida en tres haces x , y y z que son dirigidos hacia la región de atrapamiento.

Las tres salidas son acopladas nuevamente a tres PMF y el haz es expandido a 1 pulgada de diámetro con una lente de 12.5 cm de distancia focal. Se les coloca una lamina de $\lambda/4$ a cada colimador para cambiar el estado de polarización de la luz a circular (ver siguiente sección) y son enviados por las ventanas 3, 9 y 5 de la cámara de vacío. Después de pasar a través de la cámara, cada haz se encuentra otro retardador de $\lambda/4$ seguido de un espejo que lo retrorefleja, logrando de este modo los 3 pares de haces necesarios para confinar en las tres dimensiones, figura (3.21).

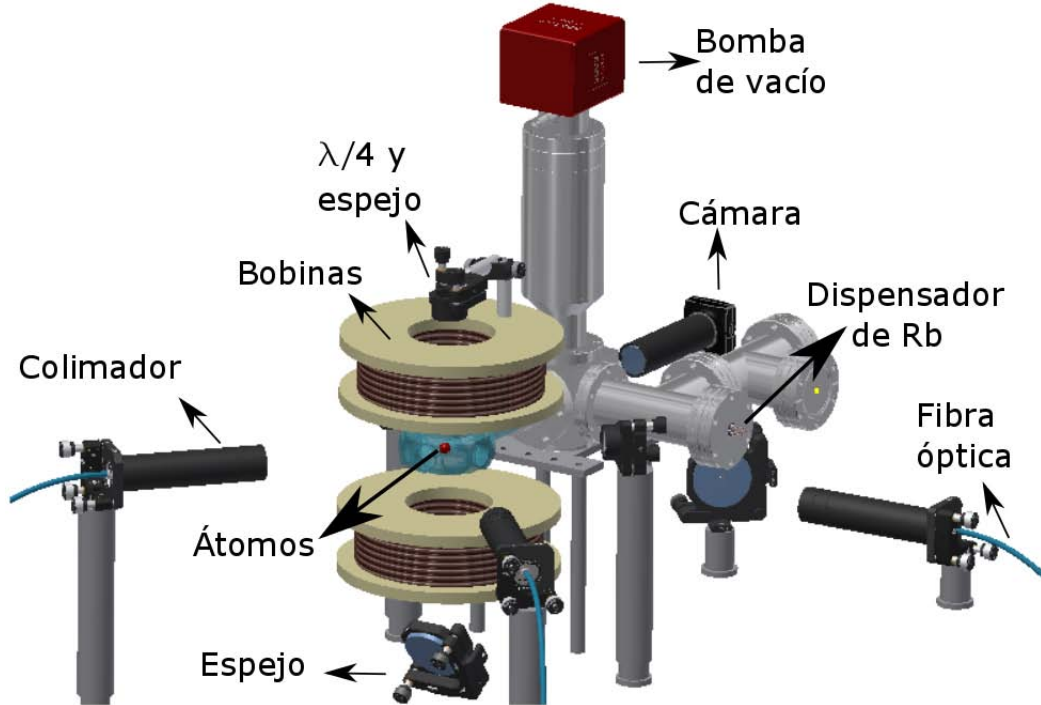


Figura 3.21: Geometría de los componentes ópticos en la MOT.

3.4.2. Polarización

Recordando de la sección 2.3, los haces que son dirigidos a la región de enfriamiento requieren tener polarización circular, para ello se colocó un retardador de $\lambda/4$ en la salida de los colimadores. La orientación de la polarización está determinada por la dirección del campo magnético. Sin embargo, experimentalmente resulta más fácil asignar la misma orientación de la polarización en los dos haces transversales, mientras que en el haz que se propaga en el eje de la bobinas la polarización es contraria. De esta forma se prueban ambas direcciones de la corriente que pasa a través de las bobinas y se determina la configuración del campo magnético con la que se atrapan los átomos.

Los retardadores usados en este experimento son de la marca Casix. Para configurar las polarizaciones se creó una referencia que nos permitiera discernir la orientación de la polarización. El procedimiento seguido fue el siguiente: se coloca una $\lambda/4$ en el colimador y se le asigna una polarización circular. Para identificar la dirección de pola-

3. APARATO EXPERIMENTAL

rización se montó un arreglo que consiste de otra lámina de $\lambda/4$ y un PBS. Al pasar el haz con polarización circular por la segunda $\lambda/4$ se genera un desfase de $\pi/2$ entre las componentes del campo eléctrico y por lo tanto regresa la polarización a lineal. Al girar esta lámina, se puede girar la orientación del vector de polarización. En este caso, se giró de forma tal que, al pasar por el PBS, se transmitiera toda la luz. Después de esto, se movió la referencia ($\lambda/4 - PBS$) al otro colimador con su respectiva $\lambda/4$, la cual se rotó para que, nuevamente, se transmitiera toda la luz al pasar por el PBS y garantizando que tuviera la misma orientación de polarización que el anterior. Por último, al colimador que envía la luz a través del eje de las bobinas, se le asignó polarización circular contraria, girando su respectiva $\lambda/4$, haciendo que la luz que pasa por el PBS se refleje toda.

Después de pasar por la cámara de vacío y por la segunda lámina de $\lambda/4$, el haz es reflejado con polarización contraria, sin importar la orientación de los ejes del segundo retardador.

Antes de entrar a la cámara se analizó la polarización circular con un polarizador lineal de la marca Thorlabs y un medidor de potencia. Se midió la potencia transmitida a través del polarizador para distintos ángulos, si la polarización es perfectamente circular la potencia medida se mantendrá constante. En la figura 3.22 se muestran los datos (normalizados) obtenidos para distintos ángulos del polarizador. El criterio utilizado para tener una idea cuantitativa de la calidad de la polarización fue

$$r = 1 - \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}}, \quad (3.1)$$

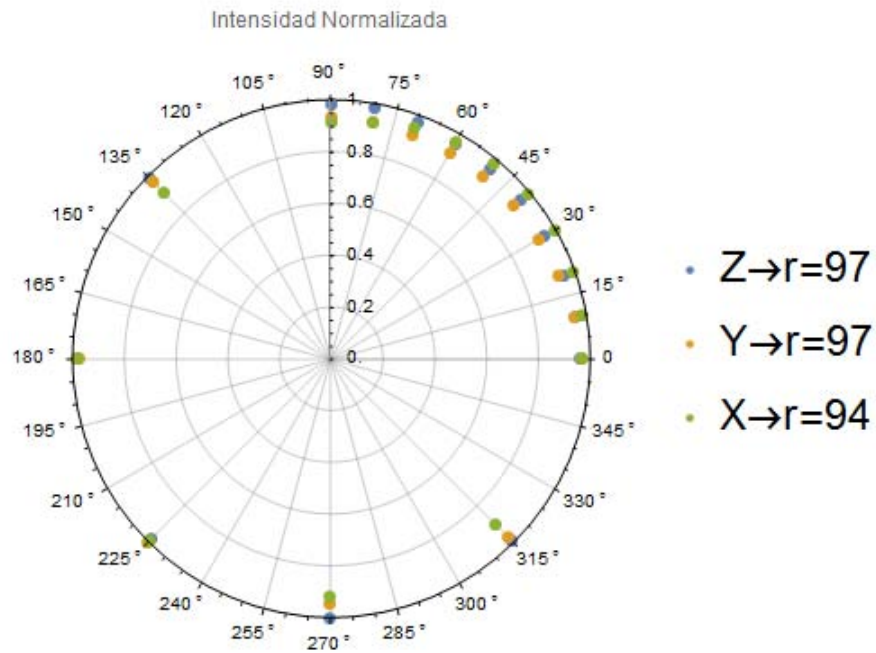


Figura 3.22: Datos obtenidos de la intensidad medida para distintos ángulos del polarizador. Se muestra el factor “r” para los ejes “X”, “Y”, “Z”.

Caracterización preliminar

En este capítulo se analizan los resultados que se obtuvieron en este trabajo. El objetivo principal fue capturar átomos de rubidio, el cual fue logrado en Octubre de 2017. Así mismo se presenta una estimación del número de átomos en función de la desintonía de los haces de atrapamiento. Para esto las mediciones fueron hechas mediante imágenes de fluorescencia con la MOT en el estado estacionario y con las mismas condiciones en la alineación y potencia de los haces de atrapamiento. Finalmente se exponen algunas mediciones del tiempo de carga para distintas presiones dentro de la cámara de vacío.

4.1. Adquisición de imágenes

Para observar la nube de átomos atrapados en la MOT se utilizó una cámara CMOS de 8 bits de la marca Thorlabs con número de parte DCC1545M. Tiene un sensor Aptina MT9M001 cuya área sensible es de 6.66×5.32 mm, el tamaño del pixel es de $5.2 \mu\text{m}^2$.

La calibración para obtener las dimensiones espaciales de las imágenes sobre el chip de la cámara consiste en hacer enfocar una imagen sobre el chip. En este caso, se usó una lente de 10 cm de longitud focal montado en un cilindro especial para lentes que está fijo a la cámara, figura (4.1).

4. CARACTERIZACIÓN PRELIMINAR

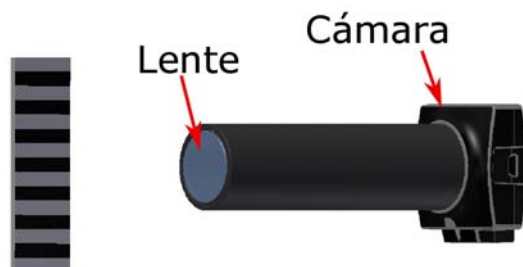


Figura 4.1: Calibración de dimensiones espaciales. Se utilizó una imagen con líneas con patrones de líneas oscuras y blancas y se enfocaron sobre el chip de la cámara.

Usando una imagen con patrones de líneas oscuras y blancas, se midió el ancho de las líneas con un Vernier y posteriormente se midió el ancho de línea de la imagen sobre el chip contando el número de píxeles que abarcaba. De esta forma, la magnificación se obtuvo mediante el cociente del ancho de la línea de la imagen y el ancho real obteniéndose una magnificación de 0.3952. Una vez calibrada la cámara, se colocó de modo que enfocara la nube de átomos formada (figura 3.21).

En la figura 4.2(a) se observa una imagen de fluorescencia de la nube de átomos formada en la trampa magneto-óptica. Los parámetros en esta captura fueron de una presión de 1.2×10^{-9} Torr dentro de la cámara de vacío, una intensidad total de los haces de atrapamiento de 50 mW/cm^2 y 11 MHz en la desintonía. En la figura 4.2(b) se muestra el perfil de intensidad de la nube.

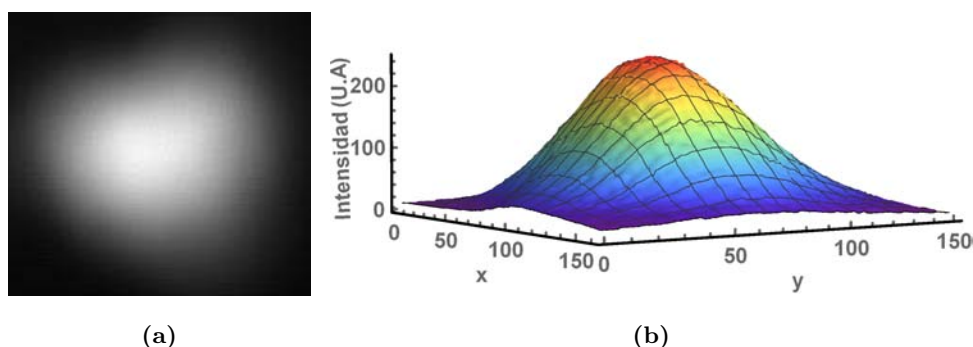


Figura 4.2: a) Nube de átomos de rubidio. b) Perfil de intensidad.

4.2. Imagen de fluorescencia

Cuando los átomos son atrapados, se forma una nube que dispersa luz debido a los haces de atrapamiento. El número de fotones dispersados es proporcional al número de átomos, por lo cual se puede hacer una estimación de cuantos se encuentran atrapados en la MOT. Así mismo, con la luz dispersada es posible obtener el tiempo que tarda en llegar al estado estacionario.

4.2.1. Número de Átomos Atrapados

Después de lograr atrapar átomos en la MOT, se pueden optimizar las propiedades de la nube atómica variando los parámetros presentes tales como la desintonía y potencia del haz de atrapamiento, la presión dentro de la cámara de vacío, el gradiente de campo magnético, incluso la alineación de los haces.

La lente que colecta la luz se encuentra a una distancia de 35.5 ± 0.05 cm de los átomos. Esta cámara genera imágenes en escala de grises formando un arreglo bidimensional con valores de entre 0 y 255 (8 bits) dependiendo de la potencia de la luz incidente sobre cada pixel. La mínima potencia óptica para cada valor de pixel es de 2 nW/mm², con esto y con el tamaño del pixel es posible obtener la potencia con la que fluoresce la nube de átomos.

El número de fotones dispersados por cada átomo por unidad de tiempo está dado por la ecuación (2.16), donde I es la intensidad total de los 6 haces de atrapamiento. Con esto se puede obtener el número de átomos atrapados en la MOT [58].

$$N_{atom} = \frac{P_n}{hc/\lambda} \frac{2}{1 - \cos \theta} \frac{1}{R}, \quad (4.1)$$

con P_n la potencia óptica total de la nube y θ la mitad de la apertura formada por el cono de la lente de la cámara y la nube de átomos.

En la figura 4.3 se presenta una estimación del número de átomos atrapados, con la MOT en el estado estacionario como función de la desintonía en frecuencia de los haces de atrapamiento para dos gradientes del campo magnético. La técnica que se usó fue mediante imagen de fluorescencia. La intensidad total de los haces de atrapamiento en

4. CARACTERIZACIÓN PRELIMINAR

estas mediciones fue de aproximadamente 74 mW/cm^2 , para un tamaño de los haces de 1 pulgada. La potencia total del haz de rebombeo fue de 3 mW aproximadamente.

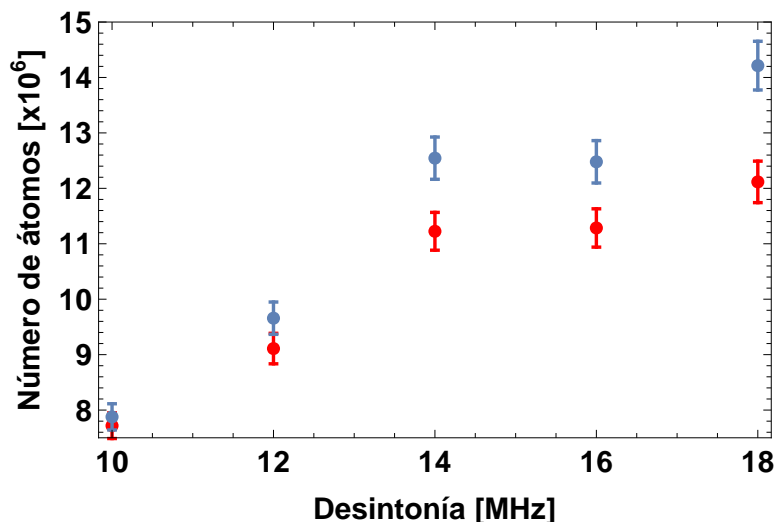


Figura 4.3: Número de átomos atrapados como función de la desintonía del haz de atrapamiento, para los gradientes de 12 Gauss/cm (puntos rojos) y 16 Gauss/cm (puntos azules).

Se puede apreciar que para estos gradientes, el número de átomos atrapados para una desintonía de 10 MHz es menor. Para atrapar un mayor número de átomos, da la impresión que es necesario impartir una desintonía mayor a los haces de atrapamiento a medida que aumenta el gradiente, sin embargo, es necesario realizar más mediciones para poder encontrar un número óptimo para los experimentos de FWM. Esto es de esperarse ya que al incrementar el campo magnético, los subniveles energéticos siguen una relación lineal con este, aumentando la separación entre ellos como se describió en la sección 2.1.2.

4.2.2. Tiempo de Carga

Una propiedad de la MOT que resulta de gran interés es la dinámica en el proceso de carga. Por ejemplo, para lograr un condensado de Bose Einstein (BEC) mediante técnicas de enfriamiento evaporativo, se requiere de un gran número de átomos con un tiempo de vida atrapados largo, lo cual es logrado mediante tiempos de llenado grandes [59]. Al tiempo que tarda el proceso de llenado en llegar al estado de equilibrio se le conoce como tiempo de carga. En esta sección se presenta la relación experimental de

este tiempo con la presión de fondo de la cámara de vacío. La elección de conocer esta dependencia es debido a que el tiempo de carga es independiente de la intensidad de los haces de atrapamiento y rebombeo [32].

Las mediciones se realizaron mediante una secuencia de imágenes de fluorescencia durante el proceso de llenado para distintas presiones. La velocidad de captura depende del tiempo de exposición de la cámara (en este caso 14 fotos por segundo). Una vez que inicia la captura de imágenes, los haces de atrapamiento y rebombeo son desbloqueados dando lugar a la formación de la nube. La intensidad total de los haces de atrapamiento (74 mW/cm^2), la potencia de rebombeo (3 mW), el gradiente del campo magnético (12 Gauss/cm), y la alineación de los haces permanecieron constantes durante las mediciones.

Las imágenes son procesadas integrando los valores de todos los pixeles para cada imagen y graficando el número de cuentas respecto al tiempo. A esta curva de llenado se le realiza un ajuste no lineal de la forma

$$N(t) = N_{st}(1 - e^{-t/\tau}) + N_0, \quad (4.2)$$

donde $N(t)$ es la integral número de cuentas por cada imagen, N_{st} es número de cuentas en el estado estacionario, τ es el tiempo de llenado y N_0 una constante determinada por las fuentes externas de luz.

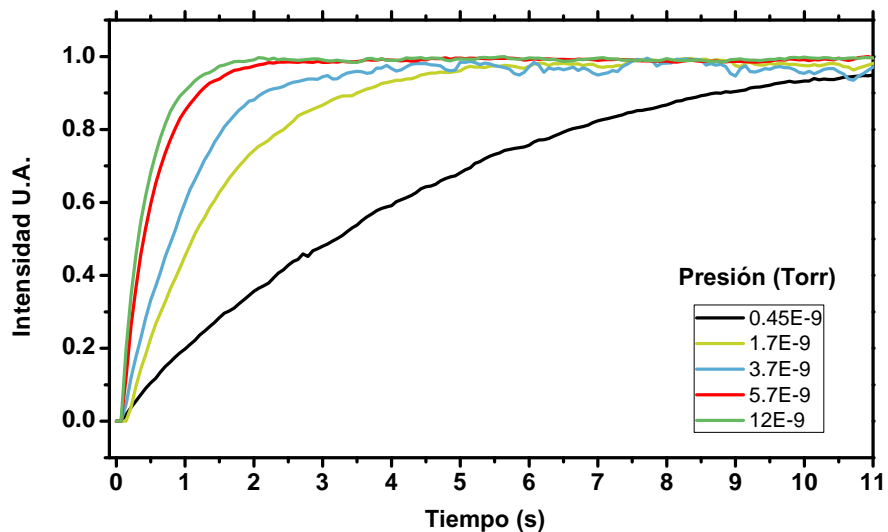


Figura 4.4: Curvas de llenado para distintas presiones.

En la figura (4.4) se muestran las curvas de llenado de la nube atómica para distintas presión de fondo. A estas curvas se les realizó un ajuste con la ec. (4.2) y de ahí se obtuvo el tiempo de carga presentado en la figura (4.5). Se aprecia que al aumentar la presión dentro dentro de la cámara el tiempo de llenado es menor, siguiendo una relación inversa.

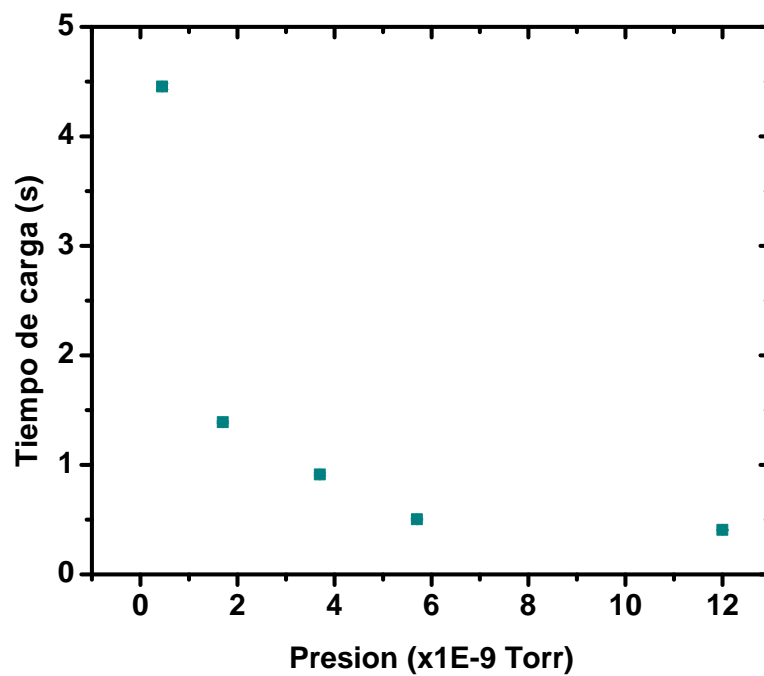


Figura 4.5: Tiempo de carga como función de la presión de fondo de la cámara de vacío.

Se observa también de esta última figura que el tiempo de carga es prácticamente el mismo para presiones mayores a 8×10^{-9} Torr.

Conclusiones y Perspectivas

En este trabajo se logró el confinamiento de átomos de rubidio mediante la construcción de un sistema experimental estándar (MOT), el cual era el objetivo primordial. Es importante resaltar el sistema de vacío, usualmente los hornos para este tipo de experimentos es de aproximadamente 200°C , sin embargo, el horno en este trabajo sólo alcanzó los 70°C , resultando suficiente para alcanzar la presión deseada. Por otro lado, cabe mencionar que la espectroscopía del láser de rebombeo, será sustituida por un modulador de fibra óptica que generará la luz de rebombeo usando luz del láser maestro y liberando el láser actual.

De igual forma se presentó una pequeña caracterización de algunas propiedades de la MOT. Estas fueron la estimación el número de átomos atrapados, el tiempo que le toma a la MOT en llegar al estado estacionario para distintas presiones de la cámara de vacío. Esta caracterización servirá como punto de partida para un estudio completo del sistema. Por ejemplo, conocer la dependencia del número de átomos con la presión de fondo, la intensidad de los haces de atrapamiento y la de rebombeo, el tiempo de carga en función del gradiente del campo magnético, la densidad óptica de la nube que es un requisito indispensable para los experimentos de FWM, etc. Estas mediciones ya están siendo realizadas, así como también se está desarrollando un sistema de control que permitirá manipular y sincronizar algunos parámetros no solo de la MOT sino de distintos experimentos dentro del laboratorio, en particular nos brindara la posibilidad de conocer la temperatura de la nube.

Por último, en este sistema de átomos fríos se podrá en un futuro realizar experimentos de mezclados de cuatro ondas en configuración diamante, figura (5.1) siguiendo

5. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

las transiciones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ y decayendo en $5P_{1/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ para generar pares de fotones correlacionados. Actualmente, se están dando los primeros pasos en FWM con haces estructurados en átomos calientes, siguiendo las transiciones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5P_{5/2}$ y decayendo en $6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$, y estudiando el decaimiento de luz azul coherente. Dichos experimentos permitirán realizar estudios en los campos de la información y metrología cuántica.

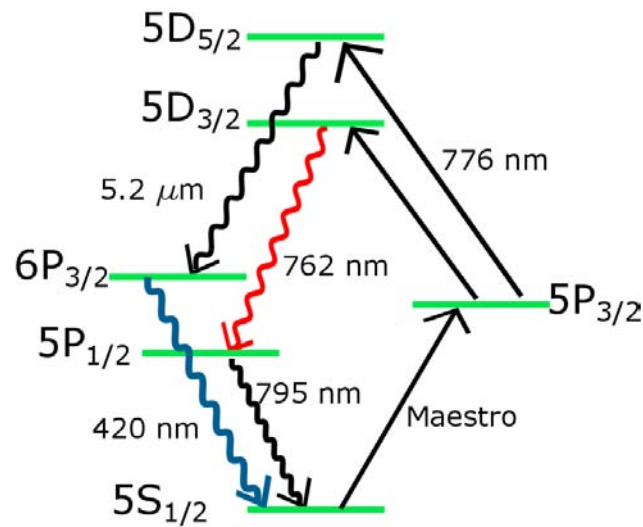


Figura 5.1: Sistema diamante para FWM en ^{87}Rb .

A.1. Protocolo de atrapamiento y enfriamiento

Para atrapar átomos, es necesario seguir una secuencia que a continuación se describe:

- Encender la fuente poder que suministra corriente al dispensador de rubidio, las terminales del dispensador se encuentran conectadas en paralelo con los dos canales, por lo que la corriente total será la suma del canal maestro y el esclavo. Una corriente adecuada para lograr una presión del orden de 10^{-9} Torr es de 4 A, sin embargo, se debe verificar constantemente la presión en el display cuando se aumente la corriente para evitar que no sobrepase dicha presión.
- Encender los controladores del láser maestro, del láser de rebombado y del amplificador óptico y esperar a que la temperatura se estabilice al llegar al set.
- Encender la fuente de poder que suministra 5 V a los controladores de los AOM de 60 y 70 MHz y posteriormente encenderlos. Subir el nivel de la modulación hasta alcanzar el mejor nivel de eficiencia en el orden de difracción seleccionado.
- El siguiente paso es estabilizar las frecuencias de los láseres para la línea D2 de ^{87}Rb . Para ello se observa las señales de espectroscopía en los osciloscopios, el láser de enfriamiento se ancla en la transición $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = CO_{1-3}\rangle$ (figura 3.4) y el láser de rebombado se ancla en la transición $|F = 1\rangle \rightarrow |F = 2\rangle$ (figura 3.7).

A. APÉNDICE

- Verificar que la potencia de inyección al amplificador óptico sea de 20 mW y aumentar la corriente a 1800 mA que da una potencia suficiente para la MOT.
- Encender la fuente de poder de las bobinas de atrapamiento, aumentar la corriente hasta 3.1 A donde se genera un gradiente de campo de 12 Gauss/cm.

Al término de estos pasos debe ser visible una nube de átomos fríos con ayuda de la cámara CMOS.

Bibliografía

- [1] V. G. Minogin and V. S. Letokhov. *Laser Light Pressure on Atoms*. Gordon and Breach Science Publishers, 1987. [1](#)
- [2] James Clerk Maxwell. *A Treatise on Electricity and Magnetism*. 3rd ed. (1897). Reprint by Dover Publications, New York, 1954. [1](#)
- [3] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and Optical Masers. *Phys. Rev.*, **112** 1940-1949., (1958). [1](#)
- [4] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, **187**:4736,473-494, (1960). [1](#)
- [5] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 156, (1970). [1](#)
- [6] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Opt. Commun.*, **13** 68, (1975). [2](#)
- [7] David J. Wineland and H. Dehmelt. Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl + Mono-Ion Oscillator. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **20** 637, (1975). [2](#)
- [8] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48, (1985). [2](#), [15](#)
- [9] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631, (1987). [2](#), [22](#)

- [10] A. Landragin, J. Fils, F. Yver, D. Hollevile, N. Dimarcq, and A. Clairon. Cold atomic gyroscope. *6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrew, Scotland*, September 2011. [2](#)
- [11] Alfred Leick. *GPS Satellite Surveying*. John Wiley , Sons, Inc, 2015. [2](#)
- [12] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet. Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, **75** 1687, (1995). [2](#)
- [13] David C. Burnham and Donald L. Weinberg. Observation of Simultaneity in Parametric Production of Optical Photon Pairs. *Phys. Rev. Lett.*, **25** 84-87, (1970). [3](#)
- [14] L. M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, **414** 413-418, (2001). [3](#)
- [15] Z. Y. Ou and Y. J. Lu. Cavity Enhanced Spontaneous Parametric Down-Conversion for the Prolongation of Correlation Time between Conjugate Photons. *Phys. Rev. Lett.*, **83** 2556-2559, (1999). [3](#)
- [16] Bharath Srivathsan, Gurpreet Kaur Gulati, Brenda Chng nad Gleb Maslennikov, Dzmitry Matsukevich, and Christian Kurtsiefer. Narrow Band Source of Transform-Limited Photon Pairs via Four-Wave Mixing in a Cold Atomic Ensemble. *Phys. Rev. Lett.*, **111** 123602, (2013). [3](#)
- [17] Young-Wook Cho, Kwang-Kyoon Park, Jong-Chan Lee, and Yoon-Ho Kim. Generation of nonclassical narrowband photon pairs from a cold rubidium cloud. *Journal of the Korean Physical Society*, **63** 4 pp 943–950, (2013). [3](#)
- [18] Shengwang Du, Jianming Wen, , and Morton H. Rubin. Narrowband biphoton generation near atomic resonance. *J. Opt. Soc. Am.*, **25** C98-C108, (2008). [3](#)
- [19] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Graduate Text in Contemporary Physics. Springer, 1999. [6](#), [13](#), [26](#)
- [20] Christopher J. Foot. *Atomic Physics*. Oxford Master Series in Physics, 2004. [6](#), [13](#), [17](#), [20](#), [28](#)

-
- [21] National institute of standards and technology. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/rubidiumtable1.htm>. (22-11-2017). 7
- [22] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms. *Rev. Mod. Phys.*, **49** 31, (1997). 7
- [23] Daniel Adam Steck. Rubidium 87 D Line Data, <https://steck.us/alkalidata/> versión 2.1.5, última revisión enero 13 de 2015. 8, 10, 29
- [24] Ludwing Bergmann and Clemens Shaefer. *Constituents of Matter atoms, molecules, nuclei and particles*. Walter de Gruyter, Berlin, 1997. 11
- [25] Luis de la Peña. *Introducción a la mecánica cuántica*. 3a ed. México, FCE, UNAM, 2006. 12
- [26] Marlan O. Scully and M. Suhail Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University, 1997. 12
- [27] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C.I. Westbrook. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**,(11):2048-2107, (1989). 17
- [28] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, and William D. Phillips. Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit. *Phys. Rev. Lett.*, **61** 169, (1988). 17
- [29] J. Dalibard and C. Cohen Tanonudji. Laser Cooling Below the Doppler Limit by Polarization Gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, (11):2023-2045, (1989). 17, 20, 21, 22
- [30] A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot. Radiation Force in the Magneto-Optical Trap. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, (12):2142-2158, (1992). 26, 27
- [31] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman. Collisional Losses from a Light-Force Atom Trap. *Phys. Rev. Lett.*, **63**,961, (1989). 27
- [32] Zhang Yi-Chi, Wu Ji-Zhou, Li Yu-Qing, Ma Jie, Wang Li-Rong, Zhao Yan-Ting, Xiao Lian-Tuan, and Jia Suo-Tang. Dependence of loading time on control parameters in a standar vapour-loaded magneto-optical trap. *Chinese Physics*, **B20**(12):123701, (2011). 27, 67
-

- [33] Wolfgang Demtroder. *Laser Spectroscopy: Basic Principles and Instrumentation*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1981, 2a. ed., 1996. 28
- [34] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Statistical Physics*. Institute of Physical Problems, U.S.S.R. Academy of Sciences, 2013. 29
- [35] Arthur L. Schawlow. Spectroscopy in a new light. *Rev. Mod. Phys*, **54**, 697-707, (1982). 30
- [36] Daryl W. Preston. Doppler-free saturated absorption: Laser spectroscopy. *Am. J. Phys.*, **64**, 61432, (1996). 30
- [37] C. Wieman and T. W. Hansch. Doppler-free Laser Polarization Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 1170, (1976). 31
- [38] Marc Levenson and Satoru S. Kano. *Introduction to Nonlinear Laser Spectroscopy*. San Diego, CA: Academic, 1988. 32
- [39] C.P. Pearman, C. S. Adams, S. G. Cox, P. F. Griffin, D. A. Smith, and I. G. Hughes. Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **35** 5141-5151, (2002). 32
- [40] Carl E. Wieman and Leo Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. of Sci. Inst.*, **62**,1, (1991). 35
- [41] MOGLaboratories. Cateye external cavity diode laser model cel002 (manual). <http://www.moglabs.com/tunable-lasers1.html>. Revision 1.08. 36
- [42] Daniel J. Thompson and Robert E. Scholten. Narrow linewidth tunable external cavity diode laser using bandwidth filter. *Rev. of Sci. Inst.*, **83**,023107, (2012). 36
- [43] MOGLaboratories. External cavity diode laser controller (manual). <http://www.moglabs.com/laser-electronics1.html>. Revision 9.08. 37, 41
- [44] Luis Alberto Mendoza López. *Espectroscopía de dos fotones para experimentos con mezclado de cuatro ondas*. Tesis de licenciatura, Facultad de Ciencias. Universidad Nacional Autónoma de México, 2017. 37, 38
- [45] Amita Bikram Deb, Ana Rakonjac, and Niels Kjærgaard. Versatile laser system for experiments with cold atomic gases. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**:11, 3109-3113, (2012). 40

-
- [46] K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman. A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for cs and rb. *Am. J. Phys.*, **60**,1098, (1992). [40](#)
- [47] MOGLaboratories. External cavity diode laser model ecd004 (manual). <http://www.moglabs.com/tunable-lasers1.html>. Revision 4.25. [41](#)
- [48] J. N. Walpole. Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions. *Opt. and Q. Elec.*, **28** 623–645, (1996). [43](#)
- [49] Arroyo Instrument. *Laser Diode Controller, Manual*. Combo Source 6300 series. [45](#)
- [50] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, and S. R. Jefferts. Double-pass acousto-optic modulator system. *Rev. of Sci. Inst.*, **76**,063112, (2005). [47](#)
- [51] T. Arpornthip, C. A. Sackett, and K. J. Hughes. Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap. *Phys. Rev. A.*, **85** 033420, (2012). [52](#)
- [52] saes getter. St 171 and 172 sintered porous getters. <https://www.saesgetters.com/products/nextorr-pumps>. (08-02-2018). [53](#)
- [53] SAES getters. *NEXTorr Pump Power Supply, Manual*. NIOPS-03. [54](#)
- [54] PFEIFFER VACUUM. Turbo pumping stations hicube - pfeiffer vacuum hicube 80 classic. <https://www.pfeiffer-vacuum.com/en/products/pumping-stations/turbo-pumping-stations/hicube-classic/?detailPdoId=5171>. (05-02-2018). [54](#)
- [55] Alkali metal dispenser. SAES Getters Group. [55](#)
- [56] Honeywell. ss490-series. <https://sensing.honeywell.com/honeywell-sensing-ss490-series-solidstate-product-sheet-005843-1-en.pdf>. (06-02-2018). [56](#)
- [57] Carl Wieman, Gwenn Flowers, and Sarah Gilbert. Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories. *Am. J. Phys.*, **63**,317, (1995). [57](#)
- [58] Pantita Palittapongarnpim. *Characterization of Magneto-Optical Trap For Experiments in Light-Atom Interfacing*. Tesis de maestría, University of Calgary, 2012. [65](#)
-

BIBLIOGRAFÍA

- [59] Ionut D. Prodan, Marin Pichler, Mark Junker, Randall G. Hulet, and John L. Bohn. Intensity Dependence of Photoassociation in a Quantum Degenerate Atomic Gas. *Phys. Rev. Lett.*, **91** 080402, (2003). [66](#)