



**CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS AVANZADOS
DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL**

UNIDAD QUERETARO

**MEDICIONES DEL NÚMERO DE ÁTOMOS DE CESIO-133
ATRAPADOS EN UNA MOT**

Tesis que presenta

MARICELA TALAVERA ORTEGA

para obtener el Grado de

Doctora en Ciencias

en la Especialidad de

Materiales

CINVESTAV IPN
USB INFORMACION Y DOCUMENTACION
SERVICIO DOCUMENTAL

**CINVESTAV
IPN
ADQUISICION
DE LIBROS**

Directores de la Tesis: Dr. José Mauricio López Romero
Dr. Sergio Joaquín Jiménez Sandoval

Santiago de Querétaro, Qro., a 16 de agosto de 2007

CLASIF.	FA404.2.T35 2007
ADQUIS.	SSI-10 ^{SL}
FECHA	3-VI-2008
PROCEL.	DON-2008
	\$-

ID 137891-2001

DEDICATORIA

Dedico este trabajo de tesis

A mis padres:

Guadalupe Ortega Saavedra
Artemio Talavera González

A mi esposo:

Francisco Estrada de los Santos

A mis hijos:

Francisco Yael Estrada Talavera
y
Jesús Ali Estrada Talavera

A mis hermanos:

Javier, Azucena, Artemio, Ignacio, Dalia y Berenice

AGRADECIMIENTOS

Esta tesis representa la culminación de una gran jornada de arduo trabajo. Así que me gustaría tener la oportunidad de agradecer a aquéllos que me han impulsado para lograr este fin. No puedo separar de mi mente ni de mis recuerdos todas las palabras de ánimo que me encaminaron a la culminación de este trabajo. Así mi lista de reconocimientos que detalló a continuación:

Gracias a mi madre que me enseñó con sabiduría a valorar las cosas más hermosas de la vida. A mi padre que me enseñó a encontrarle un significado valioso a la existencia. A mi esposo cuyo amor, apoyo y paciencia han sido inagotable. A mis hijos que me enseñan los tesoros más sagrados en la vida. A mis hermanos cuyos consejos y amor siempre me dedicaron.

Agradezco a mis asesores ya que soy una persona afortunada por tener gente tan valiosa de quien puedo aprender: Mauricio López, Sergio Jiménez, Rebeca Castanedo, Ignacio Hernández, Gerardo Torres y Arturo Mendoza.

Especial agradecimiento a mi director: Dr. Hector Nava por haberme dado la oportunidad de desarrollarme profesionalmente. Por confiar en mí en todo momento y sobre todo por valorar la gran labor que el personal femenino desempeña en la Institución que tan acertadamente dirige.

Quiero agradecer de manera muy especial a mi Jefe el Ing. Félix Pezet quien me apoyo en todo momento en mi desarrollo profesional y académico.

Amplios agradecimientos al Dr. Rene Carranza por la oportunidad brinda para el desarrollo del experimento en su magnifico laboratorio de Patrones de Frecuencia.

Las gracias al Dr. Javier Luyo por sus cursos de mecánica cuántica tan útiles para el experimento

A mis amigos por compartir momentos tan agradables conmigo y por confiar siempre en mí: Rosa, Daniel, Irma, Víctor, Lupita, Rafael, Adriana, Ramón, Vicky, Eugenia, Micheline, Eduardo, Nelida, Francisco, Sofía, Sergio, Edith, Estela, Froylan, José Luis, Alicia, Luis Manuel, Lety, Rosy, Paty, Samuel, Andrés, Salomón, Socorro, Isabel, Abel, Isaías, Juan, Maria del Carmen, Rubén, Juan José, Liz, Pablo, Mario, David, Susana, Hugo, Soledad, Isidro, América, Fortunata, Nadira, Juan Carlos, Judith, Nicolas, Gabriela, Fernando.

Mi agradecimiento al Centro Nacional de Metrología por haberme otorgado la oportunidad de realizar este trabajo de tesis.

Mi agradecimiento al Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN, Unidad Querétaro por haberme otorgado el grado académico.

Mi agradecimiento al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por su gran apoyo económico.

CONTENIDO

1	INTRODUCCIÓN	1
1.1	Generalidades	2
1.2	Antecedentes	7
1.3	Justificación del trabajo	17
1.4	Aportaciones del estudio	21
2	OBJETIVOS	22
2.1	Objetivo General	23
2.2	Objetivos específicos	23
3	ASPECTOS TEÓRICOS DEL EXPERIMENTO	25
3.1	Átomos de Cesio-133 y su diagrama de energía	26
3.1.1	Transiciones ópticas y reglas de selección	39
3.2	Introducción a los mecanismos de enfriamiento láser	41
3.3	Fuerza de presión de radiación	43
3.4	Enfriamiento Doppler	49
3.5	Trampas Magneto-Ópticas (MOT)	53
3.6	Enfriamiento por gradientes de polarización	60
3.6.1	Configuración σ^+ - σ^-	60
3.7	Mecanismo de captura de átomos fríos en una MOT	66
3.8	Modelo matemático para atrapar átomos en una MOT	67
4	DESARROLLO EXPERIMENTAL	71
4.1	Introducción	72
4.2	Estabilización de láseres semiconductores	73
4.3	Corrimiento en frecuencia de la luz láser	80
4.4	Inyección de luz al láser esclavo	84
4.5	Fraccionando la luz láser	86
4.6	Polarización de la luz láser	88
4.7	Láser de rebombeo	90

4.8	Sistema de vacío	93
4.9	Generación de campo magnético	97
4.10	Operación de la MOT	100
4.11	Sistema de detección de fluorescencia	104
4.12	Variación del diámetro en los haces de enfriamiento	110
4.13	Variación de la intensidad de los haces de enfriamiento	110
4.14	Variación del corrimiento en frecuencia de la luz láser	111
4.15	Variación del gradiente de campo magnético	111
5	RESULTADOS EXPERIMENTALES	112
5.1	Introducción	113
5.2	Estabilización de láseres semiconductores	113
5.3	Corrimiento en frecuencia de la luz láser	115
5.4	Inyección de luz al láser esclavo	117
5.5	Fraccionando la luz emergente del láser esclavo	118
5.6	Polarización de la luz láser	118
5.7	Láser de rebombeo	120
5.8	Cámara de vacío	120
5.9	Generación de campo magnético	122
5.10	Operación y caracterización de la MOT	123
5.11	Medición del número de átomos en función del diámetro de los haces de enfriamiento	128
5.12	Medición del número de átomos en función de la intensidad de los haces de enfriamiento	133
5.13	Medición del número de átomos en función del corrimiento en frecuencia de la luz láser	138
5.14	Medición del número de átomos en función del gradiente de campo magnético aplicado en la MOT	143
6	ANÁLISIS DE INCERTIDUMBRE	150
7	CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS	157
7.1	Conclusiones	158
7.2	Perspectivas	159

8	BIBLIOGRAFIA	161
9	APÉNDICE	165
	9.1 Campo magnético de las bobinas anti-Helmholtz	166
10	ANEXOS	170
	10.1 Laser cooling and trapping of Cs-133 neutral atoms at CENAM	
	10.2 Accurate absolute measurement of trapped Cs atoms in a MOT	

RESUMEN

La División de Tiempo y Frecuencia y la División de Masa y Densidad del Centro Nacional de Metrología, CENAM, en colaboración con el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional, CINVESTAV, han construido una Trampa Magneto-Óptica (MOT) de átomos de Cs-133. Esta MOT es parte de un patrón primario de frecuencia basado en átomos ultra fríos de Cs, llamado reloj CsF-1 que se encuentra en desarrollo en el CENAM. En esta MOT de Cs se emplea la configuración estándar de 4 haces láser horizontales y 2 haces verticales de 1.9 cm de diámetro con 5 mW de potencia cada uno con polarización circular. La MOT opera con tres láseres semiconductores, dos de los cuales son del tipo DBR a 852 nm y 5 mW de potencia, llamados láser maestro y de rebombeo respectivamente. Estos láseres se estabilizan por la técnica de espectroscopia de saturación. El ancho de línea de emisión de estos láseres es de 1 MHz. La luz procedente del láser maestro se corre en frecuencia al rojo de la transición atómica 12 MHz por un doble paso a través de dos Moduladores Acusto-Ópticos (AOM's), posteriormente se inyecta a un láser semiconductor de AlGaAs, llamado láser esclavo a 852 nm, con una potencia de salida de 50 mW. Este láser se estabiliza por la técnica de inyección de luz. Una vez amplificada la luz láser, se fracciona en tres haces de igual intensidad y se cambia su polarización, de lineal a circular, por medio de placas retardadoras de onda $\lambda/4$. La luz del láser de rebombeo se combina con la luz del láser esclavo antes de ser amplificada y ambas se introducen a una cámara esférica que contiene Cs en estado gaseoso y que se encuentra a un nivel de vacío de 10^{-5} Pa. Los tres haces de entrada son retroreflejados por medio de espejos para formar tres pares de ondas láser estacionarias al interior de la MOT. Los átomos que interactúan en la región de intersección de los haces láser reducen su velocidad en el orden de centímetros por segundo por transferencia de momento lineal y crean una melaza óptica. Adicionalmente se emplea un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz que genera un gradiente de campo magnético para confinar a los átomos que se encuentran en la melaza y formar así una nube de átomos ultra fríos de Cesio-133 en el centro de la melaza.

En este trabajo se informan los resultados de la caracterización del número de átomos atrapados en la MOT como función de varios parámetros de operación, tales como: la

intensidad y el diámetro de los haces láser, el corrimiento al rojo de la luz láser y el gradiente de campo magnético. Así mismo, se informan las mediciones del número de átomos de Cesio-133 atrapados en la MOT, donde se capturaron más de 6×10^7 átomos, medidos con una incertidumbre que en ningún caso es mayor a 6.4%, con un factor de cobertura de $k = 2$. Los parámetros de operación de la MOT se variaron alrededor de los siguientes valores: 1.9 cm para el diámetro de los haces de enfriamiento, 1.5 mW/cm^2 para la intensidad de cada uno de los haces de luz, 12 MHz para el corrimiento en frecuencia de la luz láser y 5.3 G/cm para el gradiente de campo magnético.

Finalmente se menciona que este trabajo contiene los elementos necesarios que pueden servir como guía para diseñar y construir Trampas Magneto-Ópticas de Cesio o de algún elemento alcalino. Sin embargo, las características y cualidades finales de la MOT dependerán de cada sistema específico utilizado para su construcción y de las condiciones de operación que se deseen alcanzar para su aplicación.

ABSTRACT

The Division of Time and Frequency and the Division of Mass and Density of the Centro Nacional de Metrología, CENAM, in collaboration with the Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional, CINVESTAV, they have built a Magneto-Optical Trap (MOT) of Cs-133 atoms. This MOT is part of a primary frequency standard based on ultra-cold Cs atoms, called CsF-1 clock, under development at CENAM. In this Cs MOT we use the standard configuration of 4 horizontal 2 vertical laser beam of 1.9 cm in diameter, 5 mW of power each and with circular polarization. The MOT operates with three semiconductor lasers, two of which are DBR type to 852 nm and 5 mW of power, calls master and repumping laser respectively. These lasers are stabilized by saturation spectroscopy. Emission linewidth of these lasers is 1 MHz. The light coming from the master laser is 12 MHz red shift of the atomic transition by two double passes through two Acousto-Optic Modulators (AOM's), subsequently is injected to an AlGaAs semiconductor laser to 852 nm, called slave laser, with 50 mW output power. This laser is stabilized by the light injection technique. Once amplified the light laser, is fractioned in three laser beams of equal intensity and changes its polarization, of lineal to circular, through of quarter wave plates ($\lambda/4$). The light of the repumping laser is combines with the slave laser before being amplified and both are introduced to a spherical camera that contains Cs in gaseous state and that has a pressure of 10^{-5} Pa. The three laser beams are then reflected back on itself with mirrors to form three stationary laser waves the interior the MOT. The atoms that interact in the region of intersection of laser beams, they reduce their velocity in the order of centimeters by second by lineal moment transfer and they create an optical molasses. Additionally a magnetic field gradient is created inside the chamber using two coils in anti-Helmholtz configuration to confine to the atoms that are in the molasses, and to form thus a cloud of Cesium-133 atoms in the center of the molasses.

In this work we report results of the MOT characterization as a function of several operation parameters such as: the intensity and the diameter of the laser beams, the red shift of light, and the gradient of magnetic field. We also report the measurements of the number of trapped Cs atoms in the MOT. We found up to 6×10^7 trapped Cs atoms, measured with an uncertainty no bigger than 6.4% with a factor of cover of $k=2$. The parameters of operation of the MOT varied themselves around the following values: 1.9 cm for the diameter of the laser beams with 1.5 mW/cm^2 of intensity for each of these beams, 12 MHz red shift of the light laser and 5.3 G/cm of gradient of magnetic field.

Finally it is mentioned that this work contains the necessary elements that can serve as guide to design and to build Magneto-Optical Traps of Cesium or of some alkaline element. Nevertheless, the characteristics and final qualities of the MOT will depend on each specific system utilized for their construction and of the conditions of operation that be desired to reach for their application.

LISTA DE FIGURAS

CAPITULO I

1.1	Copia exacta del kilogramo Prototipo Internacional	3
1.2	El kilogramo prototipo Internacional y sus 6 copias oficiales	4
1.3	Copia del Prototipo Internacional en su proceso de limpieza para remover contaminantes superficiales	5
1.4	Realización de la esfera de Silicio	10
1.5	Acumulación de iones de Oro	13
1.6	Experimento de pesaje. Equilibrio entre la fuerza gravitación y la fuerza de Lorente	14
1.7	Experimento de movimiento. La tensión inducida mueve la bobina con velocidad constante a través de un campo magnético	15
1.8	Diagrama esquemático de los principales componentes de la Balanza del watt (NIST)	16

CAPITULO III

3.1	El campo magnético de un electrón que se mueve con velocidad \mathbf{v} a través del campo eléctrico \mathbf{E} del núcleo es $\mathbf{B} = (\mathbf{E} \times \mathbf{v})/c^2$	29
3.2	Diagrama de los niveles de energía para el átomo de Cesio-133	38
3.3	Gráfica de la ecuación de Breit-Rabi para el estado fundamental del ^{133}Cs	39
3.4	Interacción átomo-fotón bajo condiciones de resonancia. a) Transición entre el estado fundamental y el estado excitado que el átomo sufre en el proceso de enfriamiento láser. b) proceso de absorción-emisión espontánea del cual resulta un cambio de momento neto para el átomo. c) proceso de absorción-emisión estimulada del cual no existe cambio neto en el momento para el átomo	44
3.5	a) Átomo en reposo: Las ondas viajan simétricamente de tal manera que la frecuencia detectada es la misma en cualquier punto. b) Átomo en movimiento: Las ondas se compactan hacia donde viaja la fuente y se ensanchan en la dirección opuesta al movimiento causando un cambio en la frecuencia detectada	49
3.6	Diagrama que indica el arreglo de los haces láser con intensidad I_ℓ , interactuando con los átomo para crear una melaza óptica en una dimensión	49
3.7	Fuerza vs velocidad para $\Delta = -\Gamma/2$ y baja intensidad de los haces láser. Las curvas punteadas representan las fuerzas individuales debidas a los dos haces que se propagan en direcciones opuestas mientras que la curva sólida representa la fuerza neta. Obsérvese la sección lineal alrededor de $v = 0$	52

3.8	Esquema de una Trampa Magneto-Óptica (MOT). Los láseres inciden desde 6 direcciones en forma ortogonal, presentando polarización circular (σ^+ - σ^-). Las bobinas generan el campo magnético necesario	55
3.9	Efecto del campo magnético en una MOT de una dimensión. Un átomo con una transición $J = 0 \rightarrow J = 1$ se coloca en un campo magnético que varía linealmente $B(z) = Az$. Los láseres se propagan con polarización circular a la derecha y a la izquierda. El haz láser con polarización σ^- solo excita el estado $m = -1$ mientras que el láser con polarización σ^+ excita el estado $m = +1$. De esta manera se crea una fuerza neta que depende de la posición y que empuja al átomo al centro de la trampa	57
3.10	En este diagrama se aprecia mejor el efecto del campo magnético sobre los subniveles magnéticos	58
3.11	Configuración $\sigma^+ - \sigma^-$: Dos ondas que se propagan en direcciones opuestas (polarización circular a la derecha y a la izquierda) crean una onda polarizada linealmente que rota en el espacio	62
3.12	Esquema de los niveles atómicos que indica el valor de los coeficientes de Clebsch- Gordan para la transición $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$	63
3.13	Subniveles del estado fundamental con corrimiento de luz, para la transición $J = 0 \rightarrow J = 1$ en la configuración $\sigma^+ - \sigma^-$	65

CAPITULO IV

4.1	a) Espectro de resonancia del átomo de ^{133}Cs utilizando la técnica de espectroscopia de absorción saturada. b) Transiciones atómicas referentes al ^{133}Cs montadas en el pozo Doppler	76
4.2	Espectro de resonancia formado únicamente por el pozo Doppler, en donde su ancho de línea es tan grande que oculta las transiciones hiperfinas	77
4.3	Señal tipo dispersión, conocida como señal de error necesaria para anclar el láser a un transición atómica	77
4.4	Arreglo utilizado para estabilizar en frecuencia el láser maestro empleando la técnica de espectroscopia de absorción saturada	79
4.5	Transiciones atómicas para el Cesio-133 libres del pozo Doppler	79
4.6	Láser semiconductor tipo DBR utilizado como láser maestro en el experimento de enfriamiento y confinamiento de átomos neutros de ^{133}Cs	80
4.7	Esquema que indica el funcionamiento de un modulador acusto-óptico (AOM). La luz con frecuencia f_i pasa a través del AOM descomponiéndose en armónicos de frecuencia $f_i + n\text{RF}$ donde n toma los valores: $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ etc	82
4.8	Modulador acusto-óptico. La flecha de color verde representa el haz de luz incidente (verde continuo), a la salida tenemos tres de los armónicos (flechas a trazos): -1 (luz corrida al rojo), 0 (luz incidente) y $+1$ (luz corrida al azul)	83

4.9	Arreglo óptico necesario para el corrimiento en frecuencia de la luz láser proveniente del láser maestro	83
4.10	Arreglo de Moduladores Acusto-ópticos con su controlador	84
4.11	Arreglo óptico que indica la sección de inyección de luz procedente del láser maestro al láser esclavo y de éste a la MOT	85
4.12	Luz láser en resonancia con el gas de Cs-133 contenido en la celda de vidrio	86
4.13	Láser circular de 50 mW de potencia que emite en la línea D ₂ del Cesio, 852 nm	86
4.14	a) Spot del láser esclavo antes de ser amplificado, su diámetro es de aproximadamente 1.5 mm. b) Spot del mismo láser después de expandirlo hasta aproximadamente 2 cm	87
4.15	a) Spot de un láser circular. b) Spot de un láser elíptico	87
4.16	Medidor de potencia óptica con intervalos de medición de 30 mW a 30 nW	88
4.17	En el diagrama se indica como la luz que tiene polarización lineal al atravesar la placa retardadora de onda $\lambda/4$ cambia su polarización a circular	89
4.18	Diagrama esquemático del arreglo óptico de la MOT del CENAM. Con líneas punteadas se indica la ubicación del láser de rebombeo y como es combinado con el láser esclavo. E denota a un espejo, $\lambda/4$ corresponde a una placa retardadora de $1/4$ de onda, $\lambda/2$ representa una placa retardadora de $1/2$ onda, DH es un divisor de haz, DHP corresponde a un divisor de haz con polarización, MAO es un modulador acusto-óptico, L representa un lente, AO es un aislador óptico, OM corresponde a un objetivo de microscopio, FD representa un fotodetector, MOT es la trampa magneto-óptica y Cs representa al gas de Cesio	92
4.19	Láser de rebombeo de 5 mW de potencia, cuyas características metrológicas son idénticas a las del láser maestro	92
4.20	Arreglo óptico utilizado para medir la homogeneidad de las 12 ventanas de sílice fundida	93
4.21	Ensamble de la cámara esférica con las 12 ventanas y dos cámaras cúbicas	94
4.22	Horneo de la bomba iónica a temperatura de aproximadamente 300 °C	95
4.23	Ensamble del sistema de vacío con las cámaras esférico-cúbicas	96
4.24	Sistema de vacío, conjunto de cámaras esférico-cúbicas y soportes	96
4.25	Bobinas fabricadas con alambre de cobre calibre 18	99
4.26	Ensamble de la MOT que incluye las dos bobinas	99
4.27	Fuente de alimentación para las bobinas	100
4.28	Diagrama esquemático del arreglo óptico de la MOT del CENAM. Donde E denota a un espejo, $\lambda/4$ corresponde a una placa retardadora de $1/4$ de onda, $\lambda/2$ representa una placa retardadora de $1/2$ onda, DH es un divisor de haz, DHP corresponde a un divisor de haz con polarización, MAO es un modulador	102

acusto-óptico, L representa un lente, AO es un aislador óptico, OM corresponde a un objetivo de microscopio, FD representa un fotodetector, MOT es la trampa magneto-óptica y Cs representa al gas de Cs

4.29	Vista total de la MOT que se encuentra en operación en el CENAM	103
4.30	a) Esfera de acero inoxidable con 12 puertos, 8 tienen ventanas con recubrimiento antirreflejante por ambos lados a 852 nm. Estas ventanas presentan un coeficiente de transmisión mayor al 99%. 6 de estas ventanas se emplean para introducir los haces de enfriamiento a la MOT, una ventana más es para el fotodetector y otra para la cámara de alta velocidad. b) Vista lateral de la MOT donde se indica la posición del fotodetector	104
4.31	Amplificador utilizado en el experimento	105
4.32	Multímetro marca Keithley 2001	106
4.33	Vista inferior de la MOT en donde se alcanza a apreciar la posición del fotodetector en una de las ventanas que se encuentran abajo de la bobina	106
4.34	Una ventana de la MOT cubierta con una máscara para permitir que solo la luz emitida por la nube de átomos fríos sea censada por el fotodetector	107
4.35	Intensidad de luz procedente de los átomos de Cs atrapados en la MOT y registrados por el fotodetector como una función del tiempo mientras la trampa se carga. Los parámetros de operación de la MOT son: $\Delta = -10$ MHz, $I = 1.5$ mW/cm ² , $d = 1.9$ cm y $\nabla B = 5.3$ G/cm	108
4.36	Misma gráfica que en Figura 4.34 pero en este caso se muestra como la señal regresa a cero después de apagar los haces de enfriamiento	108
4.37	Intensidad de luz procedente de los átomos de Cs atrapados en la MOT y registrados por el fotodetector como una función del tiempo mientras la trampa se carga y permanece cargada por un periodo de tiempo de aproximadamente 20 s posteriormente se tiene la contribución de la intensidad de luz al retirar el gradiente de campo magnético, es decir, los haces de enfriamiento están presentes pero no existen átomos atrapados en la MOT	109
4.38	Señal registrada por el fotodetector resultante de la fluorescencia de átomos de Cs atrapados en la MOT. Los parámetros de operación son: $\Delta = -10$ MHz, $I = 1.5$ mW/cm ² , $d = 1.9$ cm y $\nabla B = 5.3$ G/cm	110

CAPITULO V

5.1	a) Señal tipo dispersión conocida como señal de error necesaria para anclar el láser a una transición atómica. b) Señales correspondientes a las transiciones: $ 6^2s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow 6^2p_{3/2}, F' = 3, 4, 5\rangle$ para el ¹³³ Cs	114
5.2	Estimación de la estabilidad en frecuencia absoluta de los láseres tipo DBR estabilizados a la línea D ₂ del ¹³³ Cs (852 nm) empleando el método del sombrero de tres picos	115
5.3	a) Espectro correspondiente al láser maestro, b) espectro correspondiente al láser	116

	esclavo. El láser esclavo presenta un corrimiento en frecuencia de aproximadamente 12 MHz	
5.4	a) En este espectro es visible el corrimiento en frecuencia de la luz láser, b) El fenómeno se aprecia mejor al realizar un desplazamiento de un espectro con respecto a otro y una amplificación	116
5.5	Espectros correspondientes al láser maestro y al láser esclavo en donde se indican las transiciones pertenecientes al Cesio-133. La calidad del espectro del láser esclavo refleja la calidad de la inyección de luz	117
5.6	Amplificación de una zona de los espectros correspondientes al láser esclavo y al láser maestro donde de indica el tamaño de los picos de las transiciones atómicas	118
5.7	Diagrama que indica el eje de polarización de cada uno de los tres haces de enfriamiento antes de pasar por las placas retardadoras de onda $\lambda/4$. Inicialmente la luz esta polarizada linealmente y cuando pasa por la placa $\lambda/4$ su polarización cambia a circular	119
5.8	Polarización de uno de los tres haces de enfriamiento antes de entrar a la cámara esférica que contiene gas de ^{133}Cs y que se encuentra a ultra alto vacío	120
5.9	Gráfico que indica el coeficiente de transmisión para las 12 ventanas con recubrimiento antireflejante y para una ventana sin recubrimiento	121
5.10	Medición del coeficiente de transmisión para 12 ventanas de sílice fundida con recubrimiento antireflejante. El valor máximo de este coeficiente es de 0.9987	121
5.11	Ensamble de los componentes para construir una MOT	122
5.12	Ensamble de todo el sistema que incluye el soporte de acero inoxidable	122
5.13	Configuración de una MOT indicando las líneas de campo magnético	123
5.14	Secuencia de operación para medir el número de átomos atrapados en la MOT	124
5.15	Intensidad de luz procedente de los átomos de Cs atrapados en la MOT y registrados por el fotodetector como una función del tiempo mientras la trampa se carga. El tiempo de carga es de 1.5 s para los parámetros de operación de la MOT: $\Delta = -10$ MHz, $I = 1.5$ mW/cm ² , $d = 1.9$ cm y $\nabla B = 5.3$ G/cm	125
5.16	Imagen tomada por la cámara CCD de alta velocidad donde se muestra la nube de átomos atrapados en la MOT	128
5.17	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 0.7 cm	129
5.18	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 0.9 cm	129
5.19	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.1 cm	129
5.20	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.3 cm	130

5.21	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.5 cm	130
5.22	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.7 cm	130
5.23	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.9 cm	131
5.24	Tiempo de carga de la MOT como función del diámetro de los haces de enfriamiento	132
5.25	Dependencia del número de átomos atrapados en la MOT como función del diámetro de los haces de enfriamiento. Los parámetros que se mantuvieron fijos para obtener estos resultados fueron, intensidad de los haces de enfriamiento: 1.5 mW/cm^2 , corrimiento en frecuencia de la luz láser: 12 MHz y gradiente de campo magnético: 5.3 G/cm	133
5.26	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 1.52 mW/cm^2	134
5.27	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 1.38 mW/cm^2	134
5.28	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 1.27 mW/cm^2	134
5.29	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 0.85 mW/cm^2	135
5.30	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 0.72 mW/cm^2	135
5.31	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 0.55 mW/cm^2	135
5.32	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 0.47 mW/cm^2	136
5.33	Tiempo de carga de la MOT como función de la intensidad de los haces de enfriamiento	136
5.34	Dependencia del número de átomos atrapados en la MOT como función de la intensidad de los haces de enfriamiento. Los parámetros que se mantuvieron fijos para obtener estos resultados fueron, diámetro de los haces de enfriamiento: 1.9 cm, corrimiento en frecuencia de la luz láser: 12 MHz y gradiente de campo magnético: 5.3 G/cm	138
5.35	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 5 MHz	139
5.36	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 8 MHz	139
5.37	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un	140

	corrimiento en frecuencia de la luz láser de 10 MHz	
5.38	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 12 MHz	140
5.39	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 14 MHz	140
5.40	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 16 MHz	141
5.41	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 18 MHz	141
5.42	Tiempo de carga de la MOT como función del corrimiento en frecuencia de la luz láser	142
5.43	Dependencia del número de átomos atrapados en la MOT como función del corrimiento en frecuencia de la luz láser. Los parámetros que se mantuvieron fijos para obtener estos resultados fueron, diámetro de los haces de enfriamiento: 1.9 cm, intensidad de los haces: 1.5 mW/cm^2 y gradiente de campo magnético: 5.3 G/cm	143
5.44	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 1.6 G/cm	144
5.45	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 2.1 G/cm	144
5.46	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 2.7 G/cm	145
5.47	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 3.2 G/cm	145
5.48	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 3.7 G/cm	145
5.49	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 4.3 G/cm	146
5.50	Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 5.3 G/cm	146
5.51	Tiempo de carga de la MOT como función del gradiente de campo magnético	147
5.52	Dependencia del número de átomos atrapados en la MOT como función del gradiente de campo magnético. Los parámetros que se mantuvieron fijos para obtener estos resultados fueron, diámetro de los haces de enfriamiento: 1.9 cm, corrimiento en frecuencia de la luz láser: 12 MHz e intensidad de los haces de enfriamiento: 1.5 mW/cm^2	148

ÁPENDICE

1	Diagrama de una MOT con bobinas en configuración anti-Helmholtz	166
---	---	-----

LISTA DE TABLAS

CAPITULO III

ASPECTOS TEÓRICOS DEL EXPERIMENTO

Pág.

- | | | |
|---|---|----|
| 1 | Valores numéricos para construir el diagrama de energía del ^{133}Cs | 38 |
| 2 | Temperatura conocidas | 43 |

CAPITULO V

RESULTADOS

- | | | |
|---|-----------------------|-----|
| 3 | Resumen de resultados | 149 |
|---|-----------------------|-----|

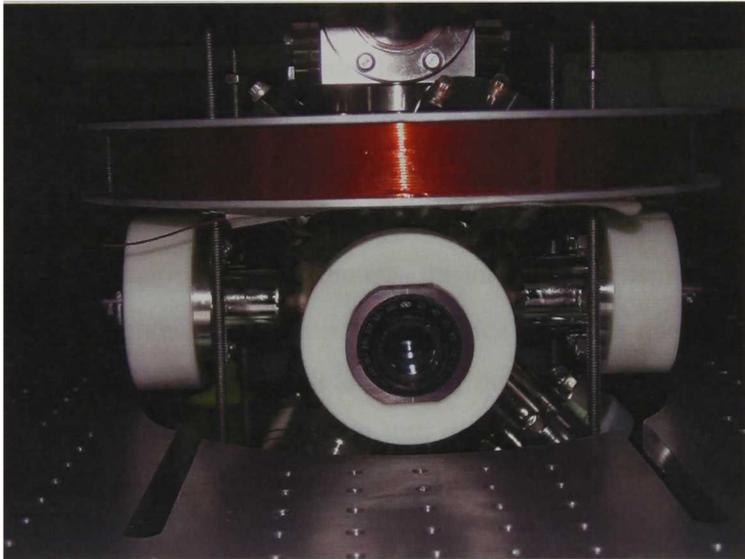
CAPITULO VI

ANÁLISIS DE INCERTIDUMBRE

- | | | |
|---|------------------------------|-----|
| 4 | Incertidumbre en la medición | 155 |
|---|------------------------------|-----|

CAPITULO I

INTRODUCCIÓN



1.0 INTRODUCCIÓN

1.1 GENERALIDADES

El *Sistema Internacional de Unidades* (SI) está integrado por siete unidades base o fundamentales [1,2], que son: el *kilogramo* (kg); para la masa, el *segundo* (s); para el tiempo, el *metro* (m); para la longitud, el *ampere* (A); para la intensidad de corriente eléctrica, el *kelvin* (K); para la temperatura, el *mol* (mol); para la cantidad de sustancia y la *candela* (cd); para la intensidad luminosa, la definición de estas siete unidades se da a continuación ya que de ellas se derivan todas las demás unidades de uso común.

Específicamente, el kilogramo quedó definido en la 1ª y 3ª *Conferencia General de Pesas y Medidas* (CGPM) realizadas en 1889 y 1901, como: “**la masa igual a la del prototipo internacional del kilogramo**”; El *segundo* es la duración de 9 192 631 770 periodos de la radiación correspondiente a la transición entre los dos niveles hiperfinos del estado base del átomo de Cesio-133, definido en 1967; El *metro* fue definido y realizado en 1889 por un artefacto físico, posteriormente en 1960 fue redefinido basado en la radiación de una longitud de onda del Kriptón-86, finalmente en 1983 cambió su redefinición como, la longitud del trayecto recorrido en el vacío por la luz durante un intervalo de tiempo de 1/299 792 458 segundos; El *ampere* es la intensidad de corriente eléctrica constante que es mantenida en dos conductores paralelos rectilíneos de longitud infinita, de sección circular despreciable, que colocados en el vacío a una distancia de 1 m uno del otro, producirían una fuerza igual a 2×10^{-7} newton por metro de longitud, definido en 1948; El *kelvin*, unidad de temperatura termodinámica, es la fracción de 1/273.16 de la temperatura termodinámica del punto triple del agua, definido en 1967; El *mol* es la cantidad de sustancia de un sistema que contiene tantas entidades elementales como átomos hay en 0.012 kilogramos del carbono-12, definido en 1971. Cuando se utiliza la unidad del mol, se especifican las entidades elementales como átomos, moléculas, iones, electrones u otros grupos específicos de partículas; Finalmente, la *candela* es la unidad base para la intensidad luminosa, en una dirección dada, de una fuente que emite radiación monocromática de frecuencia 540×10^{12} Hz y cuya intensidad radiante en esa dirección es 1/683 watt por estereorradián, definida en 1979.

El kilogramo es la única unidad base del SI definida por un artefacto material [1], a saber, un cilindro de una aleación de Platino-Iridio (90% Pt -10% Ir) cuyo diámetro y altura son igual a 39 mm, como se muestra en la Figura 1.1, fabricado entre los años de 1882 y 1889. Actualmente se mantiene, se custodia y se resguarda en una bóveda en el *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM) en Sèvres, Francia.



Figura 1.1 Copia exacta del kilogramo Prototipo Internacional

En el mismo año que se fabricó el kilogramo Prototipo Internacional (\mathfrak{K}), se fabricaron 40 copias oficiales, de las cuales 6 se encuentran también en el BIPM (ver Figura 1.2) y las demás copias fueron asignadas a los países miembros de la *Convención del Metro*, y son reconocidas como Prototipos Nacionales. Actualmente, el número de copias semejantes al Prototipo Internacional asciende a 91.: Para que pueda ser clasificada como Prototipo Nacional es necesario que sea fabricada por el BIPM, que posea una masa de $1 \text{ kg} \pm 1 \text{ mg}$ y que sea registrada ante el *Comité Internacional de Pesas y Medidas* (CIPM) como Prototipo Nacional.

El BIPM es quien se encarga de realizar la comparación del kilogramo Prototipo Internacional tanto con sus 6 copias oficiales como con aquellos kilogramos Prototipos Nacionales, siendo esta comparación el primer eslabón de la cadena de trazabilidad en masa. Bajo las mejores condiciones experimentales, el kilogramo Prototipo Internacional puede ser comparado con una incertidumbre relativa de 2.3 microgramos al igual que los Prototipos Nacionales.

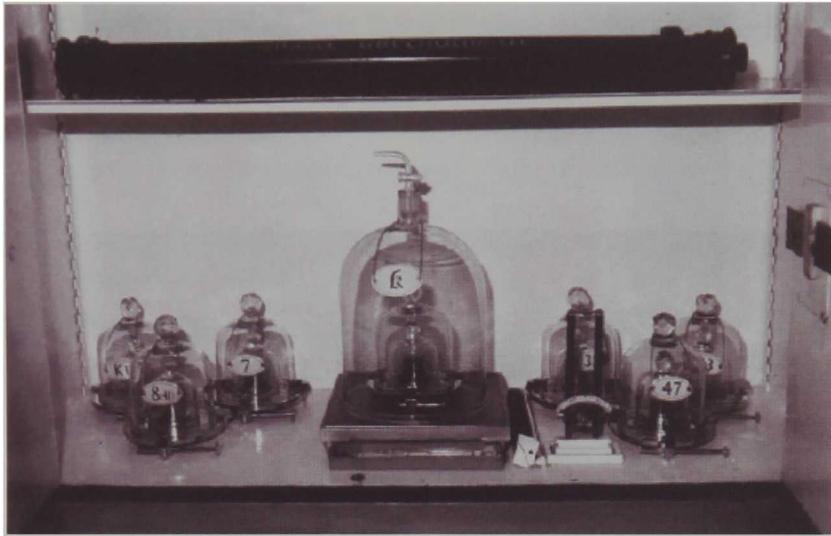


Figura 1.2 El kilogramo Prototipo Internacional y sus 6 copias oficiales

Posteriormente cada miembro de los países signatarios disemina el valor de masa obtenido del proceso de calibración y proporcionado por el BIPM, a sus patrones de referencia, generalmente de acero inoxidable no magnético, a su vez estos patrones son utilizados para comparar los patrones de masa de trabajo, con valores nominales que van desde 1 microgramo hasta varias toneladas. Estos patrones de trabajo son empleados para comparar los patrones de la industria o de la comunidad científica. Finalmente algún usuario dentro de la industria, el comercio o la investigación requiere del conocimiento de valores de masa para sus productos, transacciones o investigaciones y es en estos niveles donde es necesario cuidar la trazabilidad en las mediciones de masa ya que el impacto que tiene esta unidad dentro de la economía de un país es importante.

Cada 10 años, después de un procedimiento de limpieza especial (ver Figura 1.3) que reciben la mayoría de los Prototipos Nacionales, así como las 6 copias oficiales del kilogramo Internacional, se comparan unos Prototipos Nacionales con otros, con las 6 copias y aún mejor con el propio Prototipo Internacional, obteniéndose desviaciones estándar típicas del orden de 10 microgramos. Aún después de la limpieza, los Prototipos Nacionales incrementan su masa en el orden de 2 microgramos cada año, este incremento es el resultado de la contaminación superficial que sufre la aleación debida a los cambios en el medio ambiente. Es evidente que el kilogramo Prototipo Internacional no tiene la misma masa que cuando fue fabricado en 1889 o simplemente no conserva la misma masa de una verificación a otra y estas se realizan con una periodicidad de 30 años.

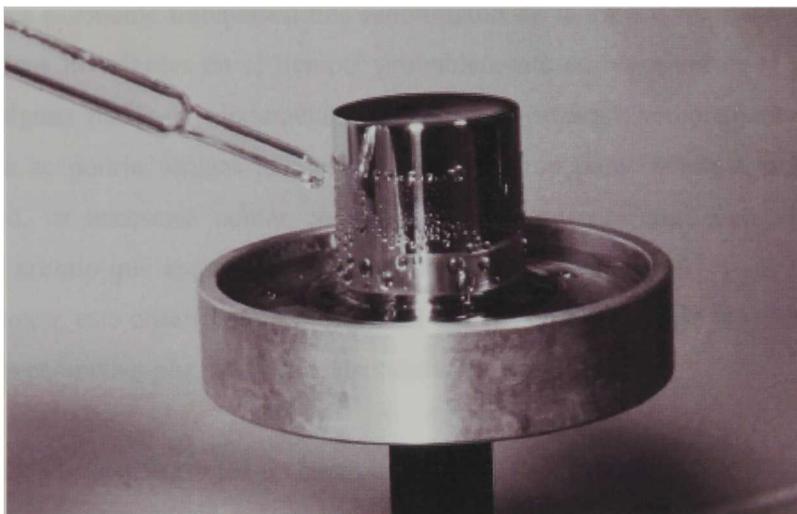


Figura 1.3 Copia del Prototipo Internacional en su proceso de limpieza para remover contaminantes superficiales.

Desde su creación hasta la fecha, el kilogramo Internacional, ha presentado algunos inconvenientes importantes, tales como: acumulación de material contaminante dado el intercambio de materia con el medio circundante, lo que lo hace inestable; no es reproducible; puede sufrir daños por accidentes de trabajo, lo cual representa una dificultad para la cadena de trazabilidad; se encuentra disponible solo en un laboratorio; además, se sabe que en mayor o menor grado las propiedades de un artefacto pueden cambiar con el paso del tiempo.

Aunque el Prototipo Internacional ha servido muy bien como la unidad de masa desde que fue designado por el CGPM en 1889, presenta una gran limitante: el kilogramo no está ligado a una constante invariante dentro de la naturaleza. Estos puntos, hacen que el SI tenga en la unidad de masa un punto débil que debe ser mejorado en un futuro no muy lejano, por lo que el BIPM por ser líder en el ámbito metrológico, ha recomendado a los *Institutos de Metrología* de todo el mundo, realizar en la medida de sus posibilidades, investigaciones tendientes a reemplazar la actual definición de la unidad de masa, por otra, que este basada directa o indirectamente en procesos atómicos invariantes o constantes físicas fundamentales, que posea características de mayor estabilidad, exactitud y que por supuesto, pueda realizarse con una incertidumbre relativa del orden de 1×10^{-8} , o mejor, en el nivel de un kilogramo [3].

Parece entonces razonable trabajar en una redefinición de la unidad de masa en términos de constantes físicas invariantes en el tiempo, probablemente en términos de la masa de algún átomo o de alguna partícula fundamental, tal como el protón o simplemente una partícula estable. Quizá se podría utilizar la masa de algún átomo para redefinir al kilogramo. En cualquier caso, es necesario contar con un consenso internacional, con el propósito de seleccionar el criterio que aporte las bases necesarias y fundamentales para la redefinición de la unidad de masa, este criterio podría incluir tal vez la permanencia de la unidad a través del tiempo, la conveniencia y por que no, la adaptabilidad.

En este sentido, algunos Institutos de Metrología primarios, se han dado a la tarea de realizar experimentos que permitan, en primera instancia, monitorear al kilogramo y que posteriormente sirvan como base para reemplazar la actual definición. Entre los Institutos de Metrología que realizan investigación en esta dirección, se encuentran: el National Institute of Standards and Technology (NIST), en Gaithersburg, USA; el National Physical Laboratory (NPL), en Teddington, Reino Unido; el Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE), en Paris, Francia; el Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), en Sèvres, Francia; el Swiss Federal Office of Metrology and Accreditation (METAS), en Bern-Wabern, Suiza, quienes trabajan con el experimento de la balanza del watt [4, 5], el Instituto di Metrología “G Colonnetti” (IMGC), hoy el Instituto Nazionale di ricerca Metrologica (INRiM) de Italia; el nacional Measurement Institute (NMI) de Australia; el nacional Institute of Materials and

Chemical Research (NIMC) de Japón; el BIPM y el NPL, entre otros, quienes experimentan con la esfera de silicio [6, 7], el Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB), en Braunschweig, Alemania que realiza investigaciones con respecto a la acumulación de iones de oro [8, 9], y finalmente el D.I. Mendeleyev Institute for Metrology, Rostekhnregulirovaniye (VNIIM), de Rusia y el Centre for Metrology and Accreditation (MIKES), en St. Petersburg quienes experimentan con la levitación magnética [10].

1.2 ANTECEDENTES

La necesidad de remplazar la actual definición del kilogramo basada en un artefacto con otra que este basada en constantes físicas fundamentales se reconoció en 1999 en la 21ª reunión del CGPM mediante la Resolución 7, en donde se recomienda a los laboratorios nacionales que continúen trabajando para refinar los experimentos que ligen la unidad de masa con constantes atómicas o constantes fundamentales con miras hacia el futuro para la redefinición del kilogramo [11-13]. Esta resolución esta estrechamente relacionada con una de las responsabilidades más importantes del CGPM de modificar el *Sistema Internacional de Unidades* (SI) cada vez que sea necesario, para asegurar que refleja los últimos avances en la ciencia y en la tecnología.

En fechas recientes (2005) se hizo una invitación a todos los Comités Consultivos (particularmente al Comité Consultivo para la Masa y Cantidades Relacionadas, CCM; al Comité Consultivo para la Electricidad y el Magnetismo, CCEM y al Comité Consultivo para la Cantidad de Sustancia –Metrología en Química-, CCQM) para que consideren las implicaciones de cambiar la definición de la unidad de masa y con ello, las demás unidades ligadas a ella, informando sus resultados al CIPM en Junio del 2007, con el objeto de que el CIPM apruebe en principio la preparación de la nueva definición, de tal manera que si los resultados de las mediciones experimentales en los próximos años son lo suficientemente aceptables y todos los comités y organismos relacionados están de acuerdo, el CIPM pueda preparar algunas propuestas y enviarlas a los Miembros de la *Convención del Metro* en su

momento, para que se adopte una nueva definición, posiblemente en la 24ª CGPM en el año 2011 [11].

La definición del kilogramo (\mathfrak{R}) en términos de un artefacto afecta grandemente a otras unidades base como: el mol, el ampere y la candela. Es claro que el kilogramo no es un patrón adecuado para establecer una escala de masas atómicas. Por ejemplo, la masa de un átomo de carbono-12, $m(^{12}\text{C})$, en función de la masa del kilogramo $m(\mathfrak{R})$ podría escribirse como [14]:

$$m(^{12}\text{C}) = \left\{ \frac{m(^{12}\text{C})}{m(\mathfrak{R})} \right\} [\text{kg}] \quad (1.1)$$

o la masa del electrón, m_e , en función de la masa del kilogramo sería [14]:

$$m_e = \left\{ \frac{m_e}{m(^{12}\text{C})} \right\} \left\{ \frac{m(^{12}\text{C})}{m(\mathfrak{R})} \right\} [\text{kg}] \quad (1.2)$$

donde se ha utilizado la notación del cálculo de cantidad [15] de Bóer 1994/95, para mostrar las unidades del SI en paréntesis cuadrados y el número asociado con la unidad entre llaves.

En la actualidad las masas atómicas son informadas en términos de la unidad de masa atómica unificada (u) [16], expresándose la masa de un átomo de carbono como:

$$1[u] = \frac{m(^{12}\text{C})}{12} = \frac{1}{12} \left\{ \frac{m(^{12}\text{C})}{m(\mathfrak{R})} \right\} [\text{kg}] \quad (1.3)$$

donde se relaciona el número de Avogadro N_A con la ayuda del mol como:

$$1 u = \frac{1 \times 10^{-3}}{N_A} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1} \quad (1.4)$$

De estas expresiones es posible definir una nueva unidad de masa como:

$$1 \text{ u} = \frac{m(C^{12})}{12} = \frac{1}{12} \left\{ \frac{m(C^{12})}{m(\mathcal{R})} \right\} \quad (1.5)$$

al fijar el valor de $m(C^{12})$ o el de N_A . Aquí el reto sería medir estos parámetros con incertidumbres tan pequeñas para que la incertidumbre relativa de la nueva definición fuera de partes en 10^8 como ha sido establecido. Existe ya un experimento en donde se relaciona la masa atómica de un determinado elemento con su correspondiente cantidad macroscópica mediante la constante de Avogadro (N_A), este experimento es conocido como: “Esfera de Silicio” [6, 7]. Con este experimento se pretende redefinir la unidad de masa, el kilogramo, como la masa contenida en un número fijo de átomos de una sustancia específica en una red cristalina. Para contar el número total de entidades que hay en el volumen de cualquier sustancia, se utiliza la relación $V_{mol}/V_0 = N_A$ donde N_A es del orden de $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, V_{mol} es el volumen molar y V_0 es el volumen atómico de la entidad de cualquier sustancia. Para el propósito de contar el número de entidades se escogió al Silicio (Si) debido a que crece en la naturaleza como un monocristal grande, además de que presenta una pureza elevada comparada con otros elementos. Con este monocristal se decidió construir una esfera ya que es la geometría macroscópica del cristal que mejor se adapta al experimento, como se muestra en la Figura 1.4. El grupo de trabajo que realiza investigación en esta dirección enfrenta varios problemas debido a que la estructura del cristal no es perfecta, por lo que para conocer el número de átomos que integran a la esfera, es necesario medir con gran exactitud el tamaño de la misma así como la distancia entre los átomos de la red (constante de red atómica). El experimento se vuelve aun más interesante debido a que el silicio tiene varios isótopos, que representan pequeñas diferencias de masa, siendo necesario cuantificar la concentración de cada uno de los isótopos en la esfera con muy buena exactitud. Lo cual resulta extremadamente difícil [17]. Por si fuera poco, otro de los factores limitantes en este experimento, es la densidad de los defectos estructurales en la esfera y la determinación exacta de los mismos. Detalles sutiles como los que se mencionan sugieren que contar átomos requiere de un equipo de expertos para cada paso en el experimento.

Uno de los métodos que se usan para contar el número de entidades por unidad de mol es el XRCDMM (x-ray cristal density molar mass).

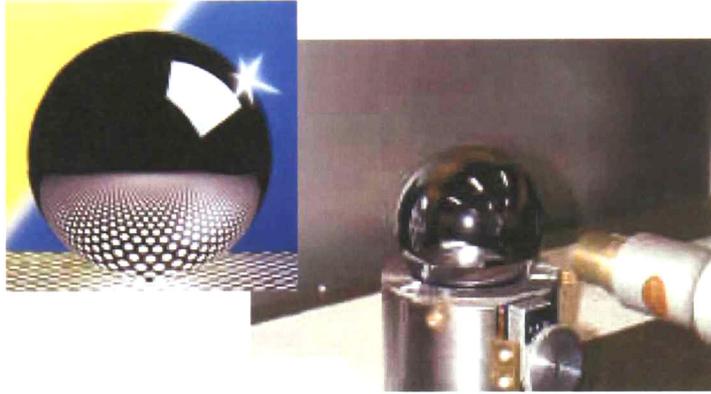


Figura 1.4 Realización de la esfera de Silicio [6].

Este método nos permite determinar N_A tomando la relación del volumen molar específicamente para un cristal de Si con el volumen de la celda unitaria a^3 teniendo n átomos, de la siguiente manera:

$$N_A = \frac{V_{mol}}{(a^3/n)} \quad (1.6)$$

donde a es el parámetro de espaciamiento de la red cristalina del Si casi perfecto. Si consideramos que la celda unitaria del Si es cúbica y tiene 8 átomos, entonces el espaciamiento del plano de la red es $\sqrt{8}d_{220}$; M la masa molar promedio del Si y ρ_R la densidad microscópica del cristal ideal bajo condiciones de referencia, entonces la ecuación (1.6) puede escribirse como:

$$N_A = \frac{nV_{mol}}{a^3} = \frac{n}{(\sqrt{8}d_{220})^3} \frac{M}{\rho_R} \quad (1.7)$$

De la ecuación (1.7) observamos que las cantidades que se deben medir son: el volumen molar que incluye medir exactamente el contenido de átomos de impurezas y defectos puntuales; la densidad microscópica del mismo cristal, esto es su masa y su longitud y la masa molar que incluye la composición isotópica del Si en el cristal, ya que el Si tiene tres isótopos estables: Si^{28} , Si^{29} y Si^{30} .

Para llevar a cabo estas mediciones se requiere un cristal de Si casi puro, para ello, una empresa Alemana (Wacker–Siltronic) en colaboración con varios institutos de investigación, entre ellos el PTB, crearon un cristal casi perfecto en donde los contenidos de impurezas tales como Carbono, Oxígeno, Nitrógeno, Argón e Hidrógeno, entre otros, es mínimo, logrando estructuras homogéneas en densidad y en los parámetros de red con respecto a vacancias y sitios intersticiales. Las impurezas presentes en el cristal modifican la masa y el volumen de la celda unitaria del cristal de Si afectando drásticamente los valores del parámetro de red y la densidad. En la actualidad, los cristales de Si que se fabrican presentan una densidad del número de átomos de elementos contaminantes (por ejemplo: elementos intrínsecos en el proceso de fabricación del cristal) menor a 10^{14} cm^{-3} .

Otro parámetro importante a determinar es la densidad del cristal, para ello el *Australian Commonwealth Scientific and Research Organization* (CSIRO) fabricó varias esferas en donde se realizaron varias mediciones absolutas y relativas del volumen y de la masa con respecto a patrones de densidad establecidos. El principal inconveniente en esta determinación es la capa de óxido de Si que se le forma al cristal en la periferia de la esfera y que es de densidad diferente al núcleo de la misma. Esta capa de óxido causa un retardo en el haz láser reflejado al momento de medir los diámetros de la esfera resultando diferencias sistemáticas entre los diámetros observados y los reales. Esta capa de óxido también influencia los valores en las mediciones de masa. Por tal motivo, es importante caracterizar el espesor (volumen) y la masa (estructura química y densidad) de esta capa de óxido. Una vez que se conocen estos valores, entonces se realiza una corrección del volumen y de la masa sin la capa de óxido para determinar la densidad del núcleo de la esfera. Para medir los diámetros de la esfera se utiliza interferometría *Fizeau* [18], mientras que las mediciones de masa se realizan con métodos ya establecidos con patrones de masa de acero inoxidable así como con prototipos de Pt-Ir.

Finalmente se realiza la determinación de la masa molar promedio debido a la composición isotópica del cristal de Si, de la siguiente manera:

$$M(Si) = M(Si^{28})f(Si^{28}) + M(Si^{29})f(Si^{29}) + M(Si^{30})f(Si^{30}) \quad (1.8)$$

siendo $f(Si^i)$ la fracción de cantidad de sustancia para cada isótopo, e $i = 28, 29, 30$. Para el Si de composición isotópica natural, la fracción de cantidad de sustancia es aproximadamente dada por: $f(Si^{28}) = 0.922$, $f(Si^{29}) = 0.047$ y $f(Si^{30}) = 0.031$. Los valores de masa molar promedio son obtenidos por interpolación de los valores de masa molar promedio medidos alrededor de la esfera. Con la determinación de la masa molar promedio y la densidad promedio es fácil determinar el volumen molar de la esfera. Con todos los parámetros anteriormente medidos es posible determinar N_A .

El grupo de trabajo que realiza experimentación en esta línea (constante de Avogadro) informó un resultado para la misma constante en Silicio natural con una incertidumbre relativa de 3 partes en 10^7 . Los últimos avances en esta línea de investigación han sido producir un cristal isotópicamente con intervalos de pureza de 99.985 a 99.999% de Si^{28} . El grupo de trabajo con 12 científicos de todo el mundo y de tiempo completo pronosticó una incertidumbre relativa de 6 partes en 10^8 para el año 2006 y de 2 partes en 10^8 para el año 2009 [17].

Otro experimento en donde también se cuentan átomos y que no ha sido tan explorado por los Institutos de Metrología Nacionales pero no por eso deja de ser importante, es el experimento de acumulación de iones de Oro. El PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt) es líder en este experimento, en el cual no solo se considera a un átomo, sino que muchos átomos con carga eléctrica (iones de Oro-197 o Bismuto-209), son acumulados hasta obtener una masa que puede ser pesada, aproximadamente 10 g, en una microbalanza de cuarzo. Lo que pretende el PTB con este experimento es, obtener una aproximación a una nueva definición de la unidad de masa, la cual eventualmente se establecería como: “un kilogramo es la masa de X átomos de Oro-197” donde X es un número entero fijo de átomos de Oro-197. El experimento consiste en introducir un flujo de iones de Oro-197 a un separador de masa y

acumularlos en un receptor suspendido de un comparador de masa. El número de iones de Oro-197 acumulados se conoce al medir simultáneamente la corriente de electrones que se requiere para neutralizarlos y el tiempo de circulación. Con este método es posible producir en principio una masa de cualquier valor nominal, la condición es que el experimento debe funcionar en un tiempo suficientemente largo para acumular la masa requerida. El éxito de este experimento, depende en retener solamente iones de Oro en el colector y dirigirlos a la microbalanza de cuarzo, que se encuentra en un sistema de vacío. Más detalles del experimento se proporcionan en las referencias [8, 9]. El arreglo experimental se muestra en la Figura 1.5.

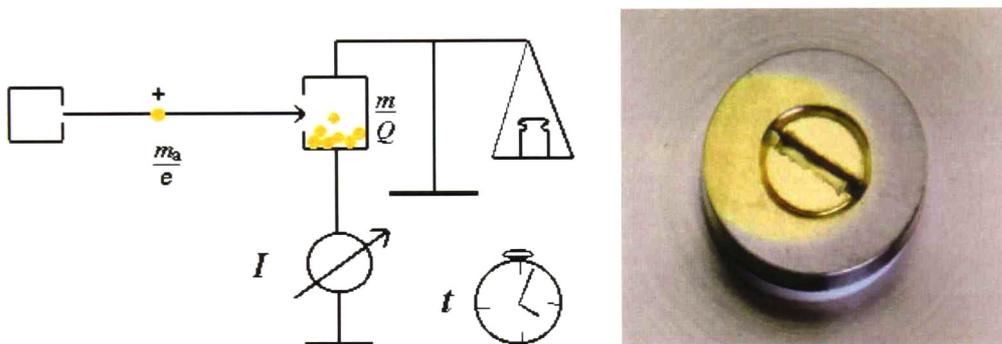


Figura 1.5. Acumulación de iones de Oro

El experimento de la deposición de iones en el PTB, se ha concentrado en mejorar la fuente de iones y el colector de masa. Con una fuente mejorada que ahora utiliza bismuto como material de trabajo, es posible alcanzar una menor corriente de iones. El PTB afirma que contar con nuevos diseños de colectores de masa podría reducir el efecto de la vaporización del material. El proyecto será consolidado durante los próximos años y está apuntando para tener una incertidumbre estándar típica relativa en el nivel de una parte en 10^6 .

Un tercer experimento que se encuentra en desarrollo para monitorear al kilogramo es la Balanza del watt. Este experimento consiste en comparar un watt de potencia mecánica con un watt de potencia eléctrica. Para este propósito se utiliza un kilogramo prototipo y dos efectos cuánticos, a saber: el efecto Josephson y el efecto Hall cuántico [19]. Estos dos efectos

cuánticos ligan las cantidades eléctricas con constantes físicas fundamentales y nos permiten establecer la relación entre una masa microscópica medida en unidades del kilogramo y la constante de Planck h . El experimento de la balanza del watt consiste de dos partes, la parte del pesaje y la parte del movimiento. En el experimento de pesaje (Figura 1.6) se obtiene un equilibrio entre la fuerza gravitacional ejercida sobre una masa m (su peso, g) y la fuerza de Lorentz producida por una bobina de alambre con longitud L que lleva una corriente I en un campo magnético con densidad de flujo B . La relación que se obtiene cuando se alcanza el equilibrio es:

$$mg = ILB \quad (1.9)$$

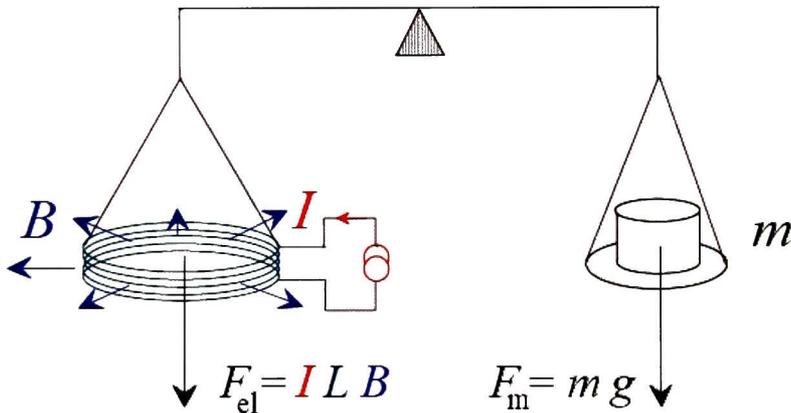


Figura 1.6. Experimento de pesaje. Equilibrio entre la fuerza gravitación y la fuerza de Lorentz.

En el experimento de movimiento, se mueve la misma bobina con una velocidad constante v a través del mismo campo magnético como antes (Figura 1.7). Una tensión inducida U aparece a través de la bobina expresada como:

$$U = vLB \quad (1.10)$$

Las ecuaciones (1.9) y (1.10) se combinan para producir:

$$mgv = UI \quad (1.11)$$

Esta ecuación demuestra que la potencia eléctrica y la potencia mecánica se comparan directamente. Sin embargo, es importante notar que estas potencias son virtuales, debido a que la corriente y la tensión se miden en diferentes fases del experimento.

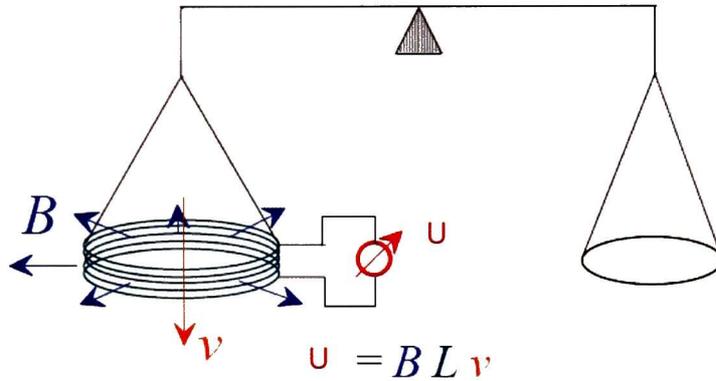


Figura 1.7. Experimento de movimiento. La tensión inducida mueve la bobina con velocidad constante a través de un campo magnético.

Ahora bien, la constante de Planck se introduce cuando se miden las cantidades eléctricas empleando el sistema de unidades eléctrico convencional basado en el efecto Josephson y el efecto Hall cuántico [19]. El efecto Josephson nos permite la realización de una tensión reproducible sobre una unión entre dos superconductores que son irradiados con microondas. El efecto Hall nos permite realizar una resistencia reproducible usando un gas de electrones bidimensional en un campo magnético fuerte. Estas realizaciones conducen a tener la siguiente ecuación:

$$m = h \frac{K_{J-90}^2 R_{K-90} U_{90} I_{90}}{4 g v} \quad (1.12)$$

donde K_{J-90} y R_{K-90} son los valores convencionales para la constante de Josephson y la constante de von Klitzing, mientras que U_{90} y I_{90} son la tensión y la corriente

respectivamente, medidos en el sistema eléctrico convencional. La idea en este experimento es, redefinir la unidad de masa, como: "El kilogramo es la masa de un cuerpo en reposo cuya potencia mecánica es equivalente a su potencia eléctrica", basada en la fuerza que ejerce la aceleración local de la gravedad sobre un patrón de masa con una fuerza electromagnética generada por los dos efectos cuánticos mencionados. El dispositivo que realiza esta comparación se conoce históricamente como Balanza del watt, es un dispositivo complejo que mide aproximadamente 5 m de altura y se encuentra colocado en un lugar libre de vibraciones. Más detalles prácticos del instrumento y del experimento son proporcionados en las referencias [20-23]. Los componentes principales de la Balanza del watt se muestran en la Figura 1.8.

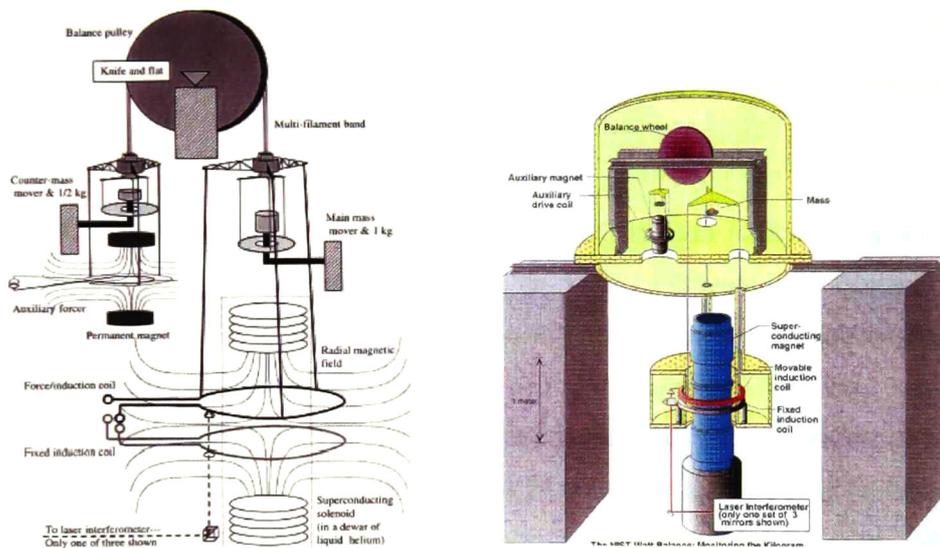


Figura 1.8. Diagrama esquemático de los principales componentes de la Balanza del watt (NIST).

Con este experimento se han publicado incertidumbres relativas de medición para la unidad de masa desde 5 hasta 9 partes en 10^8 [22-23]. Para el futuro esta incertidumbre necesita ser reducida por un factor de 2 o 3 y de esta manera se podría resolver la discrepancia entre los resultados de la balanza del watt y el experimento de la esfera de Silicio.

1.3 JUSTIFICACIÓN DEL TRABAJO DE INVESTIGACIÓN

Aunque en la actualidad el kilogramo prototipo internacional resuelve todas las necesidades de exactitud, varios *Institutos de Metrología* nacionales ha optado por seguir la recomendación del BIPM, realizando investigaciones tendientes a reemplazar la actual definición de la unidad, por otra que este basada en procesos atómicos invariantes o en constantes físicas fundamentales, pretendiendo que en un futuro no muy lejano, cualquiera de las definiciones propuestas, sirva para reemplazar al kilogramo y permita reproducir experimentalmente la nueva unidad de masa del SI en cualquier lugar. No obstante, probablemente pasará algún tiempo antes de que la exactitud de los experimentos citados en el apartado 1.2 sea suficientemente pequeña para reemplazar la actual definición de la unidad de masa. Mientras tanto, el kilogramo seguirá siendo la única unidad fundamental del SI definida en términos de un artefacto físico, esperando que nada desfavorable ocurra antes de que un reemplazo pueda ser encontrado.

Siguiendo esta recomendación el Centro Nacional de Metrología (CENAM) a través de la División de Tiempo y Frecuencia, la División de Masa y Densidad y contando con la colaboración del Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional (CINVESTAV), decidieron trabajar con un experimento un tanto versátil que resolviera varias necesidades a la vez. Una necesidad prioritaria para la División de Tiempo y Frecuencia es la de construir un patrón primario de frecuencia altamente estable, mientras que la necesidad imperante para la División de Masa y Densidad es tratar, en la medida de sus posibilidades, de realizar una contribución a la redefinición de la unidad de masa y para ello, se pensó que como un primer paso para conocer mejor el problema a resolver, podría ser un experimento de conteo de átomos mediante un camino alternativo a los experimentos ya existentes. Conjuntado estas dos necesidades se llegó a la conclusión que al desarrollar el patrón primario de frecuencia era posible también contar átomos con buena exactitud, en uno de los dispositivos que utiliza este patrón para su funcionamiento y que opera con métodos ópticos para manipular átomos neutros a muy bajas velocidades, a temperaturas extremadamente bajas, del orden de los microkelvin sobre el cero absoluto. Por lo tanto, al desarrollar la infraestructura y la tecnología necesaria para la construcción del patrón primario

de frecuencia se podría lograr uno de los objetivos fundamentales de la división de Masa y Densidad, el de contar átomos con alta exactitud.

Es posible que la experiencia adquirida al contar átomos con elevada exactitud en un patrón primario de frecuencia sirva como base para que en un futuro no muy lejano estos conocimientos y desarrollos tecnológicos se puedan utilizar en algunos experimentos, quizás para tratar de aportar alguna contribución para la redefinición de la unidad de masa. Por esta razón, el trabajo se realizó encabezado por la División de Tiempo y Frecuencia, en colaboración con la División de Masa y Densidad del CENAM y del Centro de Investigación y de Estudios Avanzados de Instituto Politécnico Nacional (CINVESTAV), Unidad Querétaro.

En este trabajo de investigación se desarrolló la tecnología necesaria para medir el número de átomos fríos y atrapados en una de las partes fundamentales del patrón primario de frecuencia, una Trampa Magneto-Óptica (MOT de sus siglas en inglés), utilizando técnicas fotónicas de manipulación de átomo, para enfriar y confinar una muestra de átomos que sean susceptibles de ser contados con alta exactitud. Aunque todavía el Centro Nacional de Metrología está lejos de realizar alguna aportación para la redefinición de la unidad de masa, en la actualidad se tiene un gran avance con respecto a la construcción del patrón primario de frecuencia y se ha alcanzado el primer objetivo para la División de Masa y Densidad, medir el número de átomos neutros con buena exactitud en una MOT.

Es bien sabido que, de todas las unidades del SI, la unidad de tiempo, el segundo, es la que se reproduce con mayor exactitud, típicamente con exactitudes del orden de partes en 10^{15} . Esto significa en términos coloquiales, que un reloj con esta exactitud necesitaría trabajar continuamente por 10 millones de años para acumular un segundo de error en la medición de tiempo. Este hecho es usado para definir algunas unidades del SI en términos de la medición del tiempo. Por ejemplo, la unidad de longitud, el metro (unidad fundamental del SI), se define como la distancia que recorre la luz en el vacío en $1/299\,792\,458$ de segundo. Otra unidad como el volt (unidad derivada del SI), se realiza por medio del efecto Josephson, que es un efecto cuántico y que utiliza una frecuencia de muy alta calidad. La resistencia eléctrica, el ohm, otra unidad derivada, se realiza por medio del efecto Hall cuántico, otro efecto cuántico,

que necesita también como referencia una frecuencia patrón de muy buena calidad. Estos acontecimientos nos dieron la pauta para considerar la posibilidad de que la definición de la unidad de masa podría expresarse en términos de experimentos asociados con la unidad del tiempo. Una idea atractiva en la que se pensó para definir una unidad de masa sustentada en constantes físicas fundamentales, fue la de emplear partículas idénticas cuyas propiedades fueran invariantes en el tiempo y en el espacio. Si estas partículas en su estado base tienen una masa m_0 en reposo, entonces se podría definir a la unidad como: ***“La unidad de masa Λ es la cantidad de masa contenida en 10^{17} átomos que ocupan el estado base”***, lo anterior se puede expresar matemáticamente como:

$$\Lambda = N_0 \cdot m_0 \quad (1.13)$$

donde Λ representa a la unidad de masa; N_0 es el número total de átomos de una especie determinada; m_0 es la masa del átomo en su estado base. Esta definición presenta cierta relación con la unidad de cantidad de sustancia del SI, el mol. Si N_0 representara el número de Avogadro, entonces Λ sería la masa de un mol de tales partículas. La definición de Λ presenta también cierta similitud con la definición de la unidad de tiempo del SI, ya que el segundo se define como: $1s = n_0 T_0$, donde $n_0 = 9\,192\,631\,770$, T_0 es el periodo de la radiación asociada a la transición hiperfina del estado base del átomo de Cesio-133. Las constantes m_0 y T_0 serían característicos de la naturaleza, determinados a su vez por constantes fundamentales. La definición de Λ es atractiva ya que recurre a conceptos muy elementales. Sin embargo, ofrece grandes retos en su reproducción experimental. Uno de ellos, inicialmente, es el de contar un número grande de átomos con buena exactitud.

En la literatura existen informes de experimentos que siguen, en lo fundamental, la idea básica de la definición de Λ , que es la de contar partículas idénticas, para luego tomar la masa acumulada como un patrón de referencia. Entre estos experimentos se encuentran la acumulación de iones de Oro [6, 7] y la esfera de Silicio [4, 5]. Las incertidumbres alcanzadas en ambos casos se encuentran aún por debajo de la incertidumbre inherente a la actual unidad de masa del SI, aunque esto no resta interés a los experimentos. Entre los retos experimentales

en la realización de Λ , está el de contar un número suficientemente grande de unidades elementales con el objeto de acumular suficiente cantidad de masa que sea susceptible de ser comparada con otros patrones. Considerando que en cada gramo de sustancia existen aproximadamente 10^{23} átomos, entonces para que Λ se aproxime a un kilogramo deberán acumularse y contarse, del orden de 10^{26} átomos. Es claro que, entre las fuentes de incertidumbre en la realización de Λ , se encuentra aquella relativa al conteo de los átomos.

Por esta razón, este trabajo se centro en el conteo de átomos, específicamente de Cesio-133, debido a que el patrón primario de frecuencia a desarrollar trabajará con átomos fríos de Cesio. En trabajos de investigación posteriores, se estudiará la factibilidad de producir experimentalmente un patrón de masa con el fin de proponer eventualmente una posible redefinición para una nueva unidad de masa. Esta eventual propuesta involucraría la reproducción experimental de “ Λ ”. Para realizar el conteo de átomos de Cesio-133, se requiere hacer uso de las técnicas de manipulación de átomos con luz, particularmente con el uso de Trampas Magneto-Ópticas (MOT). En estos dispositivos se enfrían y se confinan átomos en una región específica del espacio controlando su movimiento bajo ciertos parámetros de operación que es necesario conocer y cuantificar en la MOT, con el fin de estudiar experimentalmente el número de átomos atrapados. Trabajar con una MOT representa un punto de partida universal para el desarrollo de muchos experimentos dentro de la física atómica, con los cuales quizás se podría establecer el vínculo entre el número de átomos de una especie determinada con su masa. También es importante mencionar que una MOT es un dispositivo en donde se pueden estudiar algunas constantes físicas fundamentales, como por ejemplo, la constante de estructura fina. Posiblemente, estos conocimientos y desarrollos tecnológicos aporten las bases experimentales o contribuyan para reproducir una eventual unidad de masa que en el futuro próximo pueda reemplazar la actual definición del kilogramo del SI.

En este trabajo se abordan las bases teóricas y experimentales para medir el número de átomos ultra-fríos con elevada exactitud. Se sustenta el uso de técnicas fotónicas de manipulación de átomos de Cesio-133 para diseñar, construir y caracterizar una MOT que aporte suficiente información experimental para medir el número de átomos ultra-fríos con buena exactitud.

1.4 APORTACIONES DEL ESTUDIO

Existen algunos grupos de trabajo a nivel mundial que realizan investigaciones sobre el conteo de átomos con los experimentos que se han mencionado en la sección 1.2. También existe literatura acerca de la medición del número de átomos en una Trampa Magneto-Óptica (MOT), sin embargo, en México este es el único experimento que existe dentro de su especie y la aportación fundamental de este estudio de investigación es la contribución de la incertidumbre de medición en el proceso de la medición del número de átomos de Cesio-133 en Trampas Magneto-Ópticas.

Además como se mencionó anteriormente, trabajar con una MOT, es un buen punto de inicio para realizar algunos otros experimentos dentro de la física atómica gracias a la experiencia adquirida durante el desarrollo de este trabajo de investigación. Una de las ideas atractivas de este escrito de tesis es que se pueda utilizar como base para cualquier Instituto de Investigación en México para reproducir una MOT de igual calidad o mejor a la que aquí se presenta.

CAPITULO II

O B J E T I V O S



2.0 OBJETIVOS

2.1 OBJETIVO GENERAL

Como parte de las actividades prioritarias de la División de Tiempo y Frecuencia del Centro Nacional de Metrología (CENAM), está la de construir un patrón primario de frecuencia, denominado reloj de fuente atómica. Este reloj proveerá a la nación de una menor incertidumbre en la medición de la unidad de tiempo, el segundo, alcanzando incertidumbres de medición de partes en 10^{15} . Una de las partes principales de este reloj, que se ha denominado CsF-1, es la Trampa Magneto-Óptica (MOT por sus siglas en inglés), dispositivo que es utilizado para enfriar y confinar átomos en una región específica del espacio. El desarrollo de este reloj de fuente atómica proporciona la oportunidad de medir el número de átomos fríos y atrapados en una MOT. En un patrón primario de frecuencia de átomos fríos es importante medir el número de átomo ultra-fríos. El número de átomos fríos que intervienen en la operación de un reloj de fuente atómica es un parámetro muy importante que interviene tanto en la exactitud como en la estabilidad que se tiene en la reproducción de la unidad de tiempo del Sistema Internacional de Unidades (SI), el segundo.

El objetivo general de este trabajo de investigación es medir el número de átomos de Cesio-133 atrapados en una MOT como función de varios parámetros de operación, tales como: el diámetro y la intensidad de los haces de luz láser, el corrimiento en frecuencia de la luz y el gradiente de campo magnético. Para alcanzar este objetivo es necesario caracterizar una parte de la MOT, debido a que una caracterización completa involucraría medir también, entre otras cosas, la temperatura de los átomos en la MOT.

2.1 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Para alcanzar el objetivo general de este trabajo se fijaron los siguientes objetivos específicos:

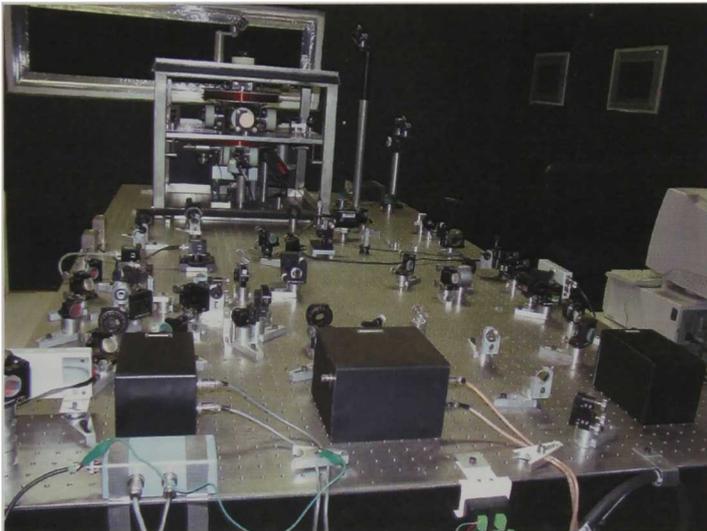
- Estabilizar en frecuencia los láseres semiconductores utilizados en el experimento, por las técnicas de espectroscopia de saturación e inyección de luz.

- Realizar corrimientos en frecuencia a la luz láser que es introducida a la MOT.
- Cambiar la polarización de la luz láser (de lineal a circular).
- Introducir a la MOT un haz de luz láser de rebombado.
- Alcanzar los niveles de ultra alto vacío (en la cámara esférica) requeridos para el experimento.
- Generar el gradiente de campo magnético adecuado para realizar el atrapamiento de átomos en la MOT.
- Utilizar una técnica de detección de fluorescencia apropiada para realizar la medición del número de átomos de Cs-133 en la MOT, que proporcione incertidumbres de medición aceptables.

En este trabajo se abordan las bases físicas y experimentales para medir el número de átomos ultra-fríos con buena exactitud (mejor que 4 % para un factor de cobertura $k=1$). Se sustenta el uso de técnicas fotónicas de manipulación de átomos de Cesio-133 para diseñar, construir y caracterizar una Trampa Magneto-Ópticas que aporte información experimental para determinar el número de átomos ultra-fríos en la MOT.

CAPITULO III

ASPECTOS TÉORICOS DEL EXPERIMENTO



3.0 ASPECTOS TEÓRICOS DEL EXPERIMENTO

3.1 ÁTOMOS DE CESIO-133 Y SU DIAGRAMA DE ENERGÍA

Para entender los principios teóricos del enfriamiento y atrapamiento de átomos neutros de Cesio-133 con luz láser en una trampa magneto-óptica (MOT) es necesario utilizar el formalismo de la mecánica cuántica. Para ello, en esta sección, se revisará la estructura atómica del Cesio, empezando por la interacción con un potencial Coulombiano, la estructura fina e hiperfina y el desdoblamiento Zeeman. Así mismo se presentan aspectos relevantes de las transiciones atómicas, reglas de selección y algunas propiedades físicas y químicas importantes para el átomo de Cesio.

El Cesio es un átomo con un núcleo que posee 55 protones y orbitando alrededor de él 55 electrones en diferentes niveles de energía cuantizados, como se muestra en su configuración electrónica: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 6s^1$; en ella se observa que solo un electrón de los 55 se encuentra en la capa electrónica externa ($6s^1$) y es denominado electrón de valencia [24]. El Cesio pertenece al grupo 1A de la tabla periódica denominado metal alcalino terreo y al igual que todos los metales alcalinos, este átomo se puede visualizar como un sistema cuántico formado por un electrón y un núcleo “acorazado” por una nube electrónica, donde la interacción entre los electrones que forman esta nube tiene un efecto de “cancelación mutua”, siendo despreciable la interacción del electrón de valencia con esta nube electrónica. El Cesio tiene número y masa atómica de 55 y 132.90 respectivamente, presenta varios isótopos pero el único que se emplea en el experimento será el Cesio-133, por lo que para referirnos a él lo haremos como ^{133}Cs .

Aplicando el formalismo de la Mecánica Cuántica al sistema atómico del ^{133}Cs , se encuentra que sólo puede existir en ciertos estados internos con energía discreta. A estos estados energéticos internos se les denomina “niveles de energía del átomo”. Para los elementos alcalinos como el ^{133}Cs , estos niveles se construyen considerando las diferentes interacciones que existen entre el electrón de valencia y el núcleo “acorazado”. Por lo tanto, considerando este sistema atómico como un sistema físico compuesto por dos partes, es decir, un núcleo y un electrón orbital, es posible expresar el Hamiltoniano no relativista

del sistema como la suma del Hamiltoniano de cada partícula más su potencial de interacción, de la siguiente manera:

$$H = H_0 + H_1 + H_2 \quad (3.1)$$

Donde $H_0 = K + V$; siendo K la energía cinética del electrón de valencia, V el potencial asociado a la interacción Coulombiana, H_1 el *Hamiltoniano fino* correspondiente a la interacción entre el espín del electrón y su momento angular orbital y H_2 el *Hamiltoniano hiperfino*, asociado a la interacción entre el momento angular total del electrón y el espín del núcleo.

La primera interacción que existe entre el núcleo y el electrón de valencia, es la interacción Coulombiana o electrostática, es la más fuerte de todas y depende únicamente de la distancia que existe entre el núcleo acorazado y el electrón de valencia, se puede escribir como [24]:

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (3.2)$$

donde Z representa la carga del núcleo o número atómico, e la carga del electrón, ϵ_0 es la permitividad eléctrica en el vacío y r la distancia que existe del núcleo al electrón de valencia. Al resolver la ecuación de Schrödinger en forma exacta para este sistema se obtiene la función de onda ψ_{nlm} , identificada por tres números cuánticos n, l, m . A estas funciones de onda se les conoce como orbitales y les corresponde un valor o nivel de energía, E . La energía para esta primera interacción ($E = E_n$) es determinada solamente por el número cuántico principal n como:

$$E = -\frac{(Ze)^2}{8\pi\epsilon_0 a_0 n^2} \quad (3.3)$$

donde a_0 representa una constante denominada radio de Bohr y n es el número cuántico principal. Encontramos que para cada valor de n (y para cada valor o nivel de E_n) existen

varios estados con funciones de onda ψ_{nlm} con diferentes valores de l o m pero de igual energía, por lo que se dice que estos estados están *degenerados* o por el contrario si para un valor o nivel de energía, E_n , hay un único estado ψ_{nlm} se dice que el nivel de energía es *no degenerado*. Así, el mínimo valor de energía del sistema es el que corresponde al número cuántico $n = 1$ y se representa como estado fundamental, mientras que los estados con $n > 1$ son etiquetados como estados excitados. Para el caso particular del ^{133}Cs el estado fundamental se describe como $6^2s_{1/2}$, mientras que los primeros estados excitados son $6^2p_{1/2}$ y $6^2p_{3/2}$. La notación que se ha empleado para describir estos estados se conoce como Russell-Saunders [24] y se especifica como: $n^{2s+1}L_j$, n indica el número cuántico principal donde se encuentra el electrón de valencia, $2s+1$ representa la multiplicidad e indica la degeneración del nivel, L es una letra que corresponde al número cuántico l y j es un número cuántico. Por otro lado, n puede tomar valores desde 1 hasta ∞ y es común en espectroscopia diferenciar a los estados asociados con un número n determinado como capas e identificarlas con una letra de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, 4, 5, \dots, \infty \\ &K, L, M, N, O, \dots, \end{aligned} \tag{3.4}$$

La segunda interacción, en orden de importancia, se da entre el campo magnético interno de un átomo debido al movimiento orbital del electrón y el momento magnético dipolar debido a su espín. Esta interacción se conoce como Espín-Órbita, es una interacción relativamente débil y en parte es responsable de la estructura fina de los estados excitados de los átomos alcalinos. Es fácil entender el origen del campo magnético interno que experimenta el electrón en un átomo alcalino, si se considera que el electrón se mueve con velocidad \mathbf{v} en órbita circular a través del campo eléctrico \mathbf{E} del núcleo como se muestra en la Figura 3.1a. Ahora se cambia al origen el electrón como se indica en la Figura 3.1b, el núcleo cargado se mueve con velocidad $-\mathbf{v}$ y constituye un elemento de corriente $\mathbf{j} = -Ze\mathbf{v}$, que produce un campo magnético \mathbf{B} , que en la posición del electrón se puede expresar como:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{r}}{r^3} = -\frac{Ze\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{r}}{r^3} \tag{3.5}$$

donde μ_0 es la permeabilidad en el vacío. Si este campo se expresa en términos del campo eléctrico $\mathbf{E} = Ze\mathbf{r}/4\pi\epsilon_0r^3$ que actúa sobre el electrón, tenemos:

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \quad (3.6)$$

donde $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ es la velocidad de la luz. La ecuación (3.6) representa la intensidad del campo magnético experimentado por el electrón cuando se mueve con velocidad \mathbf{v} relativa al núcleo en un campo eléctrico de intensidad \mathbf{E} producido por el propio núcleo.

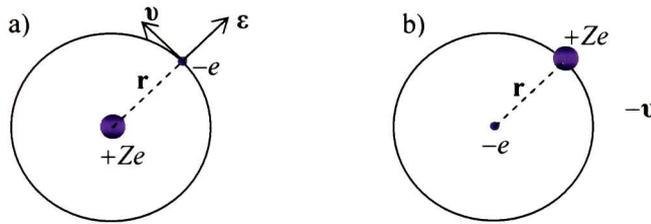


Figura 3.1. El campo magnético de un electrón que se mueve con velocidad \mathbf{v} a través del campo eléctrico \mathbf{E} del núcleo es $\mathbf{B} = (\mathbf{E} \times \mathbf{v})/c^2$

El electrón y su momento magnético de espín pueden tener diferentes orientaciones en el campo magnético interno del átomo y su energía potencial puede ser diferente para cada una de estas orientaciones. Por lo que para evaluar su energía de interacción se puede utilizar la siguiente expresión:

$$\Delta E_{SO} = -\mu_S \cdot \mathbf{B}_{orbital} \quad (3.7)$$

donde μ_S es el momento magnético debido al espín del electrón y se representa por:

$$\mu_S = \frac{-g_S |e| \hbar}{2m_e} \mathbf{S} = \frac{-g_S \mu_B}{\hbar} \mathbf{S} \quad (3.8)$$

siendo g_s el factor g de Lánde del espín, m_e la masa del electrón, μ_B el magnetón de Bohr y \hbar la constante de Planck dividida por 2π . Si se sustituye el valor de \mathbf{B} y μ_s en la ecuación (3.7) tenemos:

$$\Delta E_{so} = \frac{g_s \mu_B \mathbf{S}}{\hbar c^2} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{v}) \quad (3.9)$$

considerando un campo central, esto es, si el potencial $V = -Ze^2/4\pi\epsilon_0 r$ es función solamente de r y si el campo eléctrico se representa como: $\mathbf{E} = \mathbf{r}dV/dr$ siendo $dV/dr = Ze^2/4\pi\epsilon_0 r^2$ entonces la energía espín-órbita se escribe como:

$$\Delta E_{so} = \frac{g_s \mu_B}{\hbar c^2 m_e} \left(\frac{dV}{rdr} \right) \mathbf{S} \cdot (\mathbf{r} \times \mathbf{p}) \quad (3.10)$$

siendo $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m_e$ y el momento angular \mathbf{L} definido como: $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$, la energía espín-órbita se puede describir como:

$$\Delta E_{so} = \frac{g_s \mu_B}{\hbar c^2 m_e} \left(\frac{dV}{rdr} \right) \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \quad (3.11)$$

Es importante destacar que esta ecuación (3.11) no toma en cuenta efectos relativistas y \mathbf{L} y \mathbf{S} se relacionan con los números cuánticos l, m_l y s, m_s de la siguiente manera [25]:

$$\begin{aligned} |\mathbf{L}| &= \sqrt{l(l+1)}\hbar \\ m_l &= -l, -l+1, \dots, 0, \dots, +l-1, +l \\ |\mathbf{S}| &= \sqrt{s(s+1)}\hbar \\ m_s &= -1/2, +1/2 \end{aligned} \quad (3.12)$$

l puede tomar diferentes valores, desde 0 hasta $n-1$. Se dice que el electrón no tiene momento angular orbital y se encuentra en su estado base o fundamental cuando $L = 0$, mientras que la magnitud de \mathbf{S} es igual a $1/2$ y la proyección del espín del electrón a lo largo de un eje coordenado es denotado por la letra m_s , siendo su valor de $+1/2$ o $-1/2$.

La energía expresada en la ecuación (3.11) se ha evaluado en un sistema de referencia en el que el electrón está en reposo, lo interesante sucede en la transformación de velocidades relativistas cuando se retorna al sistema de referencia en donde el núcleo está en reposo, en este caso se produce un efecto conocido como *precesión de Thomas* y la energía potencial de orientación se reduce por un factor de 2. Tomando en cuenta lo anterior y considerando que $\mu_B = e\hbar/2m_e$, obtenemos la energía de interacción final como:

$$\Delta E_{so} = \frac{g_s}{4c^2 m_e^2} \left(\frac{dV}{rdr} \right) \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \quad (3.13)$$

Considerando un campo Coulombiano y asignando un valor a $g_s = 2$, es posible reescribir la ecuación (3.13) como:

$$\Delta E_{so} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 c^2 m_e^2} \left(\frac{1}{r^3} \right) \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \quad (3.14)$$

La ecuación (3.14) se utiliza para calcular la energía de interacción espín-orbita para todos aquellos átomos que tienen un sólo electrón en su capa de valencia. Esta ecuación muestra que el espín y el momento angular orbital se acoplan de tal forma como se acopla una suma de vectores, dando una resultante igual al impulso angular total \mathbf{J} , que satisface la ley de conservación del impulso angular que predice la mecánica cuántica. El vector de momento angular resultante es definido por:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (3.15)$$

donde \mathbf{J} es descrito por los números cuánticos j y m_j de acuerdo a las reglas generales para la mecánica cuántica como [25]:

$$\begin{aligned} |\mathbf{J}| &= \sqrt{j(j+1)}\hbar \\ m_j &= -j, -j+1, \dots, +j-1, +j \end{aligned} \quad (3.16)$$

El número cuántico j puede tomar los valores siguientes:

$$|l-s| \leq j \leq l+s \quad (3.17)$$

El acoplamiento magnético entre el orbital del electrón y el espín origina un desdoblamiento de energía entre los niveles con diferentes valores de J , que se conoce como estructura fina del átomo.

La estructura fina es desdoblada nuevamente para permitirnos tener la estructura hiperfina denotada por la letra \mathbf{F} , esta interacción es la tercera y es llamada interacción Espín-Núcleo. La estructura hiperfina es un resultado del acoplamiento entre el momento angular total del electrón (\mathbf{J}) con el espín del núcleo (\mathbf{I}). Este acoplamiento es el resultado de la adición entre \mathbf{J} e \mathbf{I} , obteniéndose un nuevo vector, \mathbf{F} . Es decir:

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I} \quad (3.18)$$

Las magnitudes de los vectores \mathbf{F} e \mathbf{I} están dadas por [25]:

$$\begin{aligned} |\mathbf{I}| &= \hbar\sqrt{i(i+1)} \\ |\mathbf{F}| &= \hbar\sqrt{f(f+1)} \end{aligned} \quad (3.19)$$

I representa la proyección del espín para el núcleo, su valor varia dependiendo del núcleo bajo estudio, puede tomar valores que son múltiplos de $1/2$ y que se encuentran en el intervalo de 0 a $15/2$, para el ^{133}Cs , I toma un valor de $7/2$. El número cuántico f puede adquirir los siguientes valores:

$$|j-i| \leq f \leq j+i \quad (3.20)$$

Cada uno de los niveles de energía hiperfinos contiene $2\mathbf{F}+1$ subniveles magnéticos etiquetados como m_F que determinan la distribución angular de la función de onda del electrón o el corrimiento de energía de un orbital atómico debido a un campo magnético externo. Es decir, en ausencia de campos magnéticos externos, se dice que estos subniveles están degenerados, sin embargo cuando se aplica un campo magnético externo, se rompe su degeneración y m_F toma valores desde $-f$ a $+f$ en unidades de enteros. Esta interacción se conoce como Zeeman. Es importante notar que \mathbf{J} e \mathbf{I} determinan el número

de niveles hiperfinos en la estructura atómica. Así pues, si se conoce \mathbf{J} es posible medir el espín nuclear. La energía de interacción espín-núcleo es:

$$\Delta E_{SN} = -\boldsymbol{\mu}_I \cdot \mathbf{B}_J = \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (3.21)$$

donde μ_I es el momento magnético dipolar del núcleo con momento angular \mathbf{I} , \mathbf{B}_J es el campo magnético generado por el electrón en el núcleo y A es conocida como la constante de estructura fina representada por:

$$A = \frac{g_I \mu_N \mathbf{B}_J}{\sqrt{J(J+1)}} \quad (3.22)$$

o lo que es lo mismo, la correlación entre el espín del núcleo y el momento magnético nuclear es dado por:

$$\boldsymbol{\mu}_I = \frac{g_I \mu_N \mathbf{I}}{\hbar} \quad (3.23)$$

donde $\mu_N = e\hbar/2m_p$ es el momento dipolar magnético del núcleo y m_p es la masa del protón. Por lo tanto el momento magnético del núcleo es más pequeño que el magnetón de Bohr por la relación de la masa del protón y la masa del electrón como: $\mu_N = \mu_B/1836$. Es importante mencionar que la ecuación (3.7) también puede expresarse en función de A como:

$$\Delta E_{SO} = -\boldsymbol{\mu}_S \cdot \mathbf{B}_{orbita} = \frac{A}{2} [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)] \quad (3.24)$$

con:

$$A \propto \frac{Z^4}{n^3 l \left(l + \frac{1}{2} \right) (l+1)} \quad (3.25)$$

Ahora bien, cuando esta estructura hiperfina interactúa con un campo magnético externo débil, en donde no existe efecto Parthen-Back, el término del corrimiento de energía atómica puede ser expresado como:

$$E_m = -\boldsymbol{\mu}_I \cdot \mathbf{B} - \boldsymbol{\mu}_J \cdot \mathbf{B} = g_F \mu_B \mathbf{B} m_F \quad (3.26)$$

donde g_F toma valores de acuerdo a:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{\mu_N}{\mu_B} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (3.27)$$

siendo:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3.28)$$

y:

$$g_I = \frac{\mu_I}{\mu_N I} \quad (3.29)$$

En la ecuación (3.27) el segundo término es demasiado pequeño comparado con el primero, por lo cual puede ser despreciado y si se sustituye el valor de g_J en la ecuación (3.27) obtenemos:

$$\Delta E_m = \left(1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right) \cdot \left(\frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \right) \mu_B B m_F \quad (3.30)$$

La relación de energía de cada nivel hiperfino será desdoblada en un número equidistante de subniveles, el cual tendrá una separación lineal a la resistencia del campo magnético (tanto como el campo sea débil). Los estados con $J = 1/2$ serán desdoblados en dos niveles hiperfinos con $F = I + 1/2$ y $F = I - 1/2$ respectivamente, dando la siguiente relación:

$$E_m = \pm \frac{g_J \mu_B B m_F}{2I + 1} \quad (3.31)$$

donde el signo (+) se usa para el valor F más alto (nivel mas energético). En esta expresión, μ_B es el magnetón de Bohr, B es la magnitud del campo magnético externo y m_F el numero cuántico magnético direccional que puede tomar los valores de $F, F - 1, \dots - F$.

La separación entre los subniveles magnéticos se puede expresar como:

$$\Delta E_m = \frac{2\mu_B B}{2I + 1} \quad (3.32)$$

La condición de resonancia para una transición entre los dos subniveles es:

$$\nu = \frac{2\mu_B B}{\hbar(2I + 1)} \quad (3.33)$$

En el caso de un campo magnético intermedio, cuando la interacción entre el campo externo y el átomo es del mismo tamaño como la interacción hiperfina, la suma de las ecuaciones (3.21) y (3.26) puede ser considerada como el Hamiltoniano para la perturbación de los estados atómicos fundamentales:

$$H = AI \cdot J + \mu_B g_J J \cdot B - \mu_N g_I I \cdot B \quad (3.34)$$

Los valores propios de la energía en el caso de $J = 1/2$ se pueden determinar exactamente y son dados por la formula de Breit-Rabi [26] como:

$$E(F, m_F) = -\frac{A}{4} - g_I \mu_N B m_F \pm \frac{A}{4} \left(2I + 1 \right) \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I + 1} x + x^2} \quad (3.35)$$

donde:

$$x = \frac{2B(g_J\mu_B + g_I\mu_N)}{A(2I+1)} \quad (3.36)$$

Adicionalmente, en el caso en que $m_F = \pm(I+1/2)$, entonces se obtiene una relación más simple:

$$E(F, \pm(I+1/2)) = \frac{A}{2}I \pm B \left(\frac{1}{2}g_J\mu_B - Ig_I\mu_N \right) \quad (3.37)$$

el signo (+) en la ecuación (3.37) se emplea para el valor mas alto de F . La condición de resonancia para una transición entre los subniveles m_F y $m_F - 1$ para el mismo estado F se obtiene tomando la diferencia entre $E(F, m_F)$ y $E(F, m_F - 1)$ como:

$$\nu = -\frac{A}{4\hbar}(2I+1) \left(\sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1}x + x^2} - \sqrt{1 + \frac{4(m_F-1)}{2I+1}x + x^2} \right) \quad (3.38)$$

donde:

$$x = \frac{2Bg_J\mu_B}{A(2I+1)} \quad (3.39)$$

Algunas veces es conveniente usar una expansión en series para la ecuación (3.38) a segundo orden en x como:

$$\nu = \frac{A}{2\hbar} \left(x - \frac{2m_F-1}{2I+1}x^2 \right) \quad (3.40)$$

Adicionalmente se puede obtener una relación para el campo B de la ecuación (3.40), esta relación depende todavía de m_F . Se consigue un desplazamiento en el campo magnético B para una cierta frecuencia de resonancia ν si la transición entre los dos niveles más altos m_F es comparada con la transición entre los dos niveles más bajos de m_F (para el mismo estado F). La relación para el desplazamiento en el campo magnético B es:

$$\Delta B = \frac{8Ih^2\nu^2}{g_J\mu_B A} \quad (3.41)$$

Con la teoría descrita y aplicando todas las herramientas proporcionadas es posible construir los diagramas de niveles de energía para los átomos tipos hidrogenoides. En la Tabla 1 se proporcionan los valores numéricos y el diagrama de niveles de energía se ilustra en la Figura 3.2 para el caso específicamente del ^{133}Cs .

A manera de ejemplo, a continuación se construye el diagrama de niveles de energía para el átomo de ^{133}Cs , por lo que el primer número cuántico a considerar es el n , de la configuración electrónica observamos que los primeros cinco números cuánticos corresponden a los niveles de energía ocupados por la nube electrónica interna. El valor de $n=6$ se relaciona con el electrón de valencia. El siguiente número cuántico es el j , los valores que puede tomar dependen de los números cuánticos asociados s y l respectivamente. El valor que toma s es de $1/2$ mientras que l va desde 0 hasta $n-1$. Entonces j toma valores desde $|l-s|$ hasta $l+s$, con incrementos de uno en uno. Para el estado fundamental del átomo de ^{133}Cs tenemos que: $L=0$ y $J=1/2$ mientras que para el estado excitado $L=1$, así que $J=1/2$ o $J=3/2$. Algo similar ocurre para el número cuántico f , sólo hay que sustituir a l por j y a s por i , donde $i=7/2$ para el ^{133}Cs . Por lo tanto, para el estado fundamental con $J=1/2$, $F=3$ o $F=4$. Para el estado excitado con $J=1/2$ (línea D_1), $F=3$ o $F=4$ y para el estado excitado (línea D_2) con $J=3/2$, $F=2, 3, 4$ o 5 . Finalmente, el número cuántico m_F adquiere valores que van de $-f$ a f , incrementándose de uno en uno. Los valores de m_F para el estado fundamental son: $F=3, m_F = \pm 3, \pm 2, \pm 1, 0$ y $F=4, m_F = \pm 4, \pm 3, \pm 2, \pm 1, 0$. La misma regla se aplica para los niveles del estado excitado.

Es importante destacar que la forma de los niveles de energía es similar en todos los átomos alcalinos. Las principales diferencias radican en la cantidad de niveles y la separación entre ellos. Finalmente, con la información proporcionada acerca del corrimiento por efecto Zeeman, se construye solamente los subniveles magnéticos para el

estado fundamental con $F = 3$, utilizando la formula de Breit-Rabi, estos niveles magnéticos se muestran en el gráfico de la Figura 3.3.

Tabla 1							
Valores numéricos para construir el diagrama de energía del ^{133}Cs							
$n = 6$							
Estado Fundamental		Primer estado excitado					
$L = 0 (s)$		$L = 1 (p)$					
Estructura fina							
$J = 1/2$		$J = 1/2$			$J = 3/2$		
Estructura hiperfina							
$F = 3$	$F = 4$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 2$	$F' = 3$	$F' = 4$	$F' = 5$
Desdoblamiento Zeeman							
$m_F = 7$	$m_F = 9$	$m_F = 7$	$m_F = 9$	$m_F = 5$	$m_F = 7$	$m_F = 9$	$m_F = 11$

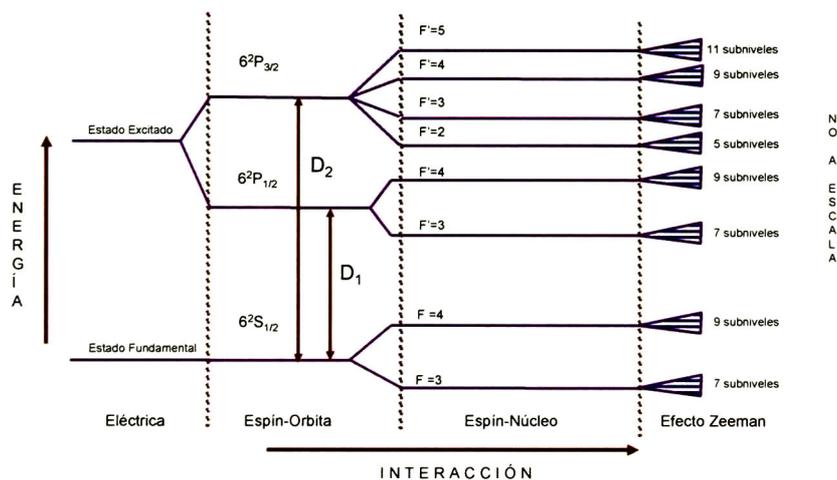


Figura 3.2. Diagrama de los niveles de energía para el átomo de Cesio-133

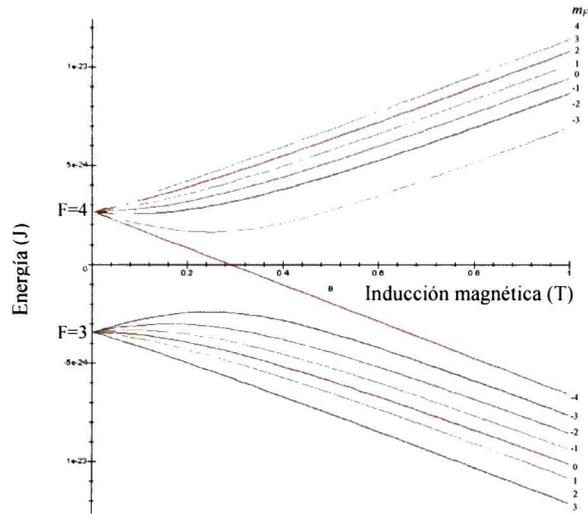


Figura 3.3. Gráfica de la ecuación de Breit-Rabi [26] para el estado fundamental del ^{133}Cs

3.1.1 Transiciones ópticas y reglas de selección

Se dice que un átomo se encuentra en un estado fundamental o base cuando se encuentra en un estado de mínima energía, es decir, cuando se encuentra en condiciones de aislamiento, mientras que cuando se encuentra en un estado excitado se dice que ha recibido una cantidad extra de energía mediante algún proceso físico, por ejemplo, por una colisión con otro átomo o por la interacción con la radiación electromagnética, es decir, al absorber o emitir un fotón de energía $E = \hbar\omega$. Cuando el átomo pasa a un estado excitado permanece en ese estado un tiempo determinado, para algunos átomos, este tiempo puede ser tan amplio o tan efímero como 30 ns como lo es para el ^{133}Cs . Posterior a este tiempo el átomo regresa nuevamente a su estado de mínima energía, cediendo esta diferencia de energía al ambiente por medio de radiación electromagnética.

Sin embargo, no siempre es posible saber con exactitud cuando tendrá lugar la transición desde un estado base (g) a un estado excitado (e), lo que es posible afirmar es que existe una probabilidad de transición por unidad de tiempo t_{g-e} , la cual se puede calcular de acuerdo a las leyes de la mecánica cuántica y a las interacciones responsables de que ocurra la transición. Mientras mayor sea t_{g-e} mayor es la probabilidad de que la transición

ocurra, desde luego si $t_{g-e} = 0$ la transición es imposible o prohibida. No todas las transiciones que satisfacen la ecuación de Bohr $\omega = E_e - E_g / \hbar$ son posibles porque además de la conservación de energía debe conservarse el momento angular, por lo cual se dice que existen ciertas limitaciones en las transiciones ópticas que dan lugar a las *reglas de selección*. Estas reglas establecen cuales son las transiciones más probables o permitidas.

En una transición electromagnética, el sistema puede comportarse como un multipolo eléctrico o magnético oscilante, por lo que es posible tener transiciones dipolares, cuadrupolares, etc., eléctricas o magnéticas, caracterizadas por su probabilidad de transición y por sus propias reglas de selección. La transición más probable es la dipolar eléctrica, seguida por la dipolar magnética y la cuadrupolar eléctrica.

Las reglas de selección se resumen a continuación:

$$\begin{aligned}\Delta F &= F' - F = 0, \pm 1 \\ \Delta m_F &= m_F' - m_F = 0, \pm 1\end{aligned}\tag{3.42}$$

donde las letras con comillas representan los números cuánticos después de la transición, es decir, representa el estado excitado del átomo. Estas reglas de selección surgen de considerar tanto la conservación del momento angular total como la paridad de los estados. Ahora bien, la radiación electromagnética, los fotones, también presentan características cuánticas, como el momento angular intrínseco (espín). A este momento angular le corresponde un número cuántico, S_f , que tiene el valor de 1. De igual forma, a las posibles proyecciones de este momento angular sobre un eje preferencial se les asocia un número cuántico, m_f , que puede adquirir los valores de -1, 0, +1.

Veamos un ejemplo utilizando el átomo de Cesio. Imagine que un átomo se encuentra en su estado base, expresado como: $|6^2s_{1/2}, F=3, m_F=-1\rangle$ y este átomo interactúa con un fotón que se encuentra en el estado $|S_f=1, m_f=1\rangle$ con una energía correspondiente a una longitud de onda muy cercana a 852 nm. Entonces el átomo sólo podrá hacer la transición al estado excitado $|6^2p_{3/2}, F'=4, m_{F'}=0\rangle$, de acuerdo a las reglas de selección.

En este trabajo solamente estamos interesados en las transiciones cuyas energías caen dentro de la región óptica, específicamente la línea D₂ cuya longitud de onda es de 852 nm.

3.2 INTRODUCCIÓN A LOS MECANISMOS DE ENFRIAMIENTO LÁSER

El enfriamiento con luz láser es una técnica extraordinaria y especializada donde el momento lineal de la luz vista como partícula es explotado para enfriar átomos o moléculas a temperaturas extremadamente bajas, del orden de los microkelvin sobre el cero absoluto, es decir, se alcanzan temperaturas un millón de veces más bajas que las existentes en el espacio exterior. Con esta técnica de enfriamiento láser y con la ayuda de campos magnéticos es posible manipular a los átomos utilizando para tal fin lo que se conoce como trampas magneto-ópticas (MOT de sus siglas en inglés). La razón del porque estas técnicas de enfriamiento láser son tan útiles es porque los átomos alcanzan velocidades tan pequeñas, alrededor de unos cuantos cm/s, es decir, los átomos se mueven extremadamente despacio ocasionando que el tiempo que se tiene para interactuar con ellos sea considerablemente grande de manera que las incertidumbres en la medición de la separación energética entre estados sea extremadamente pequeña.

A manera de introducción mencionaremos que la técnica del enfriamiento láser en tres dimensiones consiste en tres pares de haces láser mutuamente ortogonales propagándose y co-propagándose, de la misma intensidad y frecuencia, al interior de un contenedor saturado con gas de átomos de algún elemento químico determinado, sometidos a muy alto vacío; estos haces de luz deben estar sintonizados ligeramente al rojo de una transición atómica seleccionada e interceptarse en la parte central del contenedor. Los átomos que se encuentran dentro del contenedor y que se mueven a velocidades altas debido a la temperatura del gas y en cualquier dirección, en la región de intersección de los haces de luz ven a la luz corrida al rojo y consecuentemente absorben fotones en esa dirección logrando por transferencia de momento lineal detenerse o frenarse.

Quizás lo anterior no sea claro para un solo ciclo de absorción y emisión, pero si el átomo realiza este proceso repetidamente en una pequeña fracción de tiempo, entonces por transferencia de momento lineal el átomo reduce su velocidad significativamente y por ende su temperatura, ya que de acuerdo al teorema de equipartición, la temperatura de un

gas esta directamente relacionada con el promedio de la velocidad de las partículas que los componen. Las temperaturas que se alcanzan con estos mecanismos de enfriamiento láser van desde los milikelvin sobre el cero absoluto hasta los nanokelvin, dependiendo del tipo de mecanismo de enfriamiento que se utilice. La emisión de fotones ocurre casi de manera simultánea en dirección aleatoria, provocando que el promedio de la transferencia de momento lineal a cada átomo sea muy cercano a cero. La naturaleza aleatoria de la emisión de la luz en el mecanismo de enfriamiento láser, ocasiona que la temperatura que es alcanzada se conozca como temperatura de retroceso y precisamente esta limitada por el proceso de emisión. Sin embargo, con algunas otras técnicas de enfriamiento más avanzadas (mecanismos de enfriamiento más potentes) es posible alcanzar temperaturas aún más bajas, incluso del orden de los cientos de nanokelvin sobre el cero absoluto.

Por otro lado, para algunas aplicaciones como en la que estamos interesados en este trabajo, no es suficiente enfriar a los átomos, es necesario además mantenerlos confinados en una región específica del espacio, con el objeto de manipularlos. Es posible lograr lo anterior utilizando un campo magnético externo de manera que por efecto Zeeman los átomos permanezcan atrapados en la región de campo magnético cero. A este dispositivo que utiliza haces de luz y campos magnéticos para enfriar y confinar átomos respectivamente se le conoce como Trampa Magneto-Óptica (MOT). De aquí en adelante nos referiremos a la Trampa Magneto-Óptica simplemente por sus siglas MOT.

Algunos elementos que pueden ser enfriados a temperaturas bajas por estas técnicas son: Hidrogeno (H), Helio (He), Litio (Li), Neón (Ne), Sodio (Na), Magnesio (Mg), Aluminio (Al), Argón (Ar), Potasio (K), Calcio (Ca), Cromo (Cr), Criptón (Kr), Rubidio (Rb), Estroncio (Sr), Argón (Ag), Xenón (Xe), Cesio (Cs), Bario (Ba), Yterbio (Yb), Francio (Fr), entre otros. Para tener una idea de la magnitud de la temperatura que pueden alcanzar los átomos que se someten a estas técnicas de enfriamiento láser, mostraremos mediante la Tabla 2 algunas temperaturas conocidas.

Algunas aplicaciones novedosas para esta tecnología de enfriamiento incluyen espectroscopia de alta resolución, generación de nuevos patrones de frecuencia (realización de la unidad de tiempo del SI), Condensación de Bose-Einstein, mediciones de alta exactitud de la gravedad, realización de láseres atómicos extremadamente colimados para nanolitografía, mediciones de algunas constantes físicas universales, entre otras.

Tabla 2

Lugar	Temperatura (K)
Superficie del sol	6000
Ebullición del agua	373.15
Congelación del agua	273.15
Nitrógeno líquido	77.36
Helio líquido	4.215
Universo	≈ 3.1
Enfriamiento Doppler	≈ 0.0001 (100 μK)
Enfriamiento láser por gradientes de polarización	≈ 0.000 001 (1 μK)
Enfriamiento láser refinado	< 0.000 000 17 (170 nK)

3.3 FUERZA DE PRESIÓN DE RADIACIÓN

En esta sección se abordan los procesos básicos y los mecanismos físicos que gobiernan el movimiento atómico en un campo de luz láser, debido a que en nuestro experimento para medir el número de átomos de ^{133}Cs en una MOT es necesario manipular a los átomos con la ayuda de luz láser.

El proceso básico del enfriamiento de átomos con luz láser involucra la absorción de fotones por un átomo. Cuando esto ocurre, el momento lineal del fotón es absorbido por el átomo y el movimiento atómico es alterado. El átomo reemite al fotón casi de manera instantánea mediante dos procesos, por emisión espontánea o por emisión estimulada. En el primer proceso, el fotón reemitido vía emisión espontánea impartirá un momento ($\hbar\mathbf{k}$) al átomo, donde \mathbf{k} es el vector de onda, que lo frenará, la transferencia de momento dependerá de la intensidad y del corrimiento en frecuencia de la luz láser, así como del tiempo de vida medio del estado excitado del átomo. Mientras que para el segundo proceso, emisión estimulada, el átomo recibirá un momento que es opuesto al recibido

durante el proceso de absorción. Por lo que en el proceso de absorción-emisión estimulada no existe cambio neto de momento para el átomo y su velocidad no se altera. Para el enfriamiento de átomos se requiere del proceso de absorción-emisión espontánea, ya que el átomo experimenta un cambio neto de momento en la dirección de incidencia del fotón, por lo que es posible decir que un haz de fotones puede inducir una fuerza significativa al átomo para reducir su velocidad. La Figura 3.4 explica mediante un diagrama como el proceso de absorción seguido por la emisión espontánea para eventos de dispersión múltiple puede conducir a manipular la velocidad atómica.

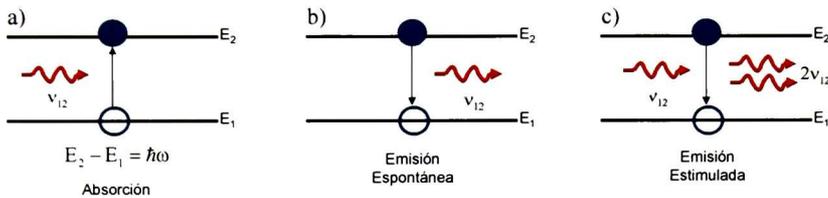


Figura 3.4. Interacción átomo-fotón bajo condiciones de resonancia. a) Transición entre el estado fundamental y el estado excitado que el átomo sufre en el proceso de enfriamiento láser. b) proceso de absorción-emisión espontánea del cual resulta un cambio de momento neto para el átomo. c) proceso de absorción-emisión estimulada del cual no existe cambio neto en el momento para el átomo.

Reducir la velocidad de una muestra de átomos implica que los átomos son enfriados por virtud del teorema de equipartición que relaciona la temperatura de las partículas directamente con su velocidad promedio.

Si el momento que se gana por un átomo durante el proceso de enfriamiento láser es el resultado de la absorción de un fotón, entonces la fuerza ejercida sobre un átomo, llamada fuerza de presión de radiación o fuerza de dispersión, se puede describir como el momento del fotón $\hbar k$ multiplicado por la razón de dispersión de fotones (ζ). Imagine que se tiene un átomo ficticio de solo dos estados, en el cual se realiza mediante algún mecanismo, una transición del estado fundamental, $|g\rangle$, al estado excitado, $|e\rangle$, la fuerza F que experimenta el átomo es dada por:

$$F = \hbar k \zeta \tag{3.43}$$

donde \hbar es la constante de Planck dividida por 2π y k es el vector de onda del fotón absorbido. Ahora bien, si la transición se satura a altas intensidades, entonces la razón de dispersión de fotones es: $\zeta = \Gamma/2$ y la fuerza de dispersión llega a ser máxima, expresada como:

$$F_{\text{máx}} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \quad (3.44)$$

donde Γ es la razón de decaimiento para la transición $|e\rangle$ a $|g\rangle$. Esta fuerza, ecuación (3.44), es válida solamente cuando la intensidad del láser es más grande que la saturación y en este caso, la frecuencia cercana a la resonancia de $|g\rangle$ a $|e\rangle$ conduce la transición atómica. La desaceleración correspondiente comunicada al átomo bajo estas condiciones, con masa M es igual a:

$$a_{\text{máx}} = \hbar k \Gamma / 2M = v_r / 2\tau \quad (3.45)$$

donde $v_r = \hbar k / M$ es la velocidad de retroceso del átomo que absorbe o emite un solo fotón y $\tau = 1/\Gamma$ es el tiempo de vida del estado excitado. Para el caso del átomo de ^{133}Cs , $v_r = 3.5 \times 10^{-3} \text{ m/s}$, $\tau = 30 \text{ ns}$ y $a_{\text{máx}} \approx 10^4 \text{ m/s}^2$. Sin embargo, en el enfriamiento láser no siempre se alcanza esta condición por lo que es necesario derivar la fuerza necesaria que opere para una intensidad y un corrimiento de la luz láser arbitrarios. Lo anterior es posible utilizando la teoría de aproximaciones semiclásicas, originalmente desarrollado por Cook [27] y revisada por Dowling et. al. [28]. Así la fuerza se puede definir por el gradiente de la interacción Hamiltoniana entre el campo de luz láser y el átomo como:

$$\mathbf{F} = \langle \nabla H \rangle = \langle \nabla (\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(r, t)) \rangle = \nabla \langle \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(r, t) \rangle \quad (3.46)$$

donde \mathbf{d} es el operador de momento dipolar de la transición atómica y $\mathbf{E}(r, t)$ es el operador de campo eléctrico de la luz láser incidente, el cual es una función del operador de posición \mathbf{r} . Utilizando la aproximación dipolar eléctrica y asumiendo que la variación espacial del campo eléctrico a través del átomo es mínima, es posible simplificar el lado

derecho de la ecuación (3.46) donde el problema se expresa como el gradiente del valor esperado para el Hamiltoniano. El campo electromagnético puede ser definido en el sentido clásico como una onda plana monocromática donde el operador de posición \mathbf{r} es tratado como una variable clásica y por lo tanto el campo eléctrico [29] es:

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \left(e^{-i\omega t + i\theta} + e^{i\omega t - i\theta} \right) \bar{\mathbf{e}} \quad (3.47)$$

donde $A(\mathbf{r})$ es la amplitud de la onda que varía espacialmente y $\bar{\mathbf{e}}$ es el vector unitario que apunta en la dirección de polarización. El término θ es un factor de fase que toma valores de cero para una onda estacionaria y es igual a $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ para una onda viajera, siendo \mathbf{k} el vector de onda del campo electromagnético. El vector \mathbf{r} de posición se puede tratar como una variable clásica en la ecuación (3.46) por lo que la fuerza se puede describir:

$$F = \langle \mathbf{d} \cdot \bar{\mathbf{e}} \rangle \nabla E(\mathbf{r}, t) \quad (3.48)$$

El valor esperado de F en la ecuación anterior tiene una solución típica que puede ser evaluada a partir de las ecuaciones de Bloch ópticas. Si se considera que solamente dos niveles de energía se involucran en el proceso, entonces el elemento de matriz $\langle 1 | \mathbf{d} \cdot \bar{\mathbf{e}} | 2 \rangle \equiv \mu$ se toma como real y el valor esperado se puede expresar como [28]:

$$\langle \mathbf{d} \cdot \bar{\mathbf{e}} \rangle = \mu (\rho_{12} + \rho_{21}) \quad (3.49)$$

donde ρ_{12} y ρ_{21} son los elementos de la matriz de densidad atómica. Para tiempos más largos que $1/\Gamma$ existe una solución tipo de estado estable para los elementos de la matriz de densidad los cuales son escritos fácilmente. Asumiendo la aproximación de onda rotatoria y para una onda viajera, donde $\theta = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$, la fuerza puede ser expresada como [28]:

$$F = \frac{\hbar}{\Gamma^2 + 4\Delta^2 + 2\Omega^2} \left(-\Delta \nabla \Omega^2 + \Gamma \Omega^2 k \right) \quad (3.50)$$

siendo Δ el corrimiento en frecuencia de la luz láser de la transición atómica, Ω la frecuencia de Rabi que está definida, bajo condiciones de resonancia, en términos del

ancho de línea natural (Γ) y del parámetro de saturación (ς) siendo este último la relación de la intensidad láser (I) con la intensidad de saturación (I_0) para la transición atómica [29]. La frecuencia de Rabi se expresa como:

$$\Omega \equiv \Gamma \sqrt{\frac{\varsigma}{2}} \equiv \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_0}} \quad (3.51)$$

donde

$$I_0 \equiv \frac{\pi \hbar c}{3\lambda^3 \tau} \quad (3.52)$$

siendo \hbar la constante de Planck, c la velocidad de la luz en el vacío y λ la longitud de onda de la luz láser.

De la ecuación (3.50) podemos deducir que existen dos términos para la fuerza provenientes de la interacción entre el campo de luz láser y un átomo, uno que se conoce como fuerza de dispersión y el otro conocido como fuerza dipolar. El primer término dentro del paréntesis circular está relacionado con el gradiente de la frecuencia de Rabi y por lo tanto con el gradiente de la intensidad láser, este término se conoce como fuerza dipolar. Para las condiciones utilizadas en el experimento de enfriamiento y confinamiento de átomos, los gradientes de intensidad son relativamente pequeños por lo que los efectos provenientes de la fuerza dipolar son insignificantes. El segundo término en la ecuación (3.50) es etiquetado como fuerza de dispersión e involucra la absorción de fotones. Si el término del corrimiento en frecuencia del láser (Δ) es definido incluyendo el corrimiento Doppler para el campo de luz debido al movimiento atómico, entonces la fuerza de dispersión se puede expresar como:

$$F_{dispersión} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{\varsigma}{1 + \varsigma + 4\Delta^2/\Gamma^2} \right] \quad (3.53)$$

donde el corrimiento en frecuencia láser está definido en términos de la frecuencia láser (ω_l), la frecuencia de la transición atómica (ω_a) y la velocidad atómica (v), entonces:

$$\Delta = (\omega_r - \omega_a) - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \quad (3.54)$$

El resultado de la ecuación (3.53) esta relacionado directamente con la ecuación (3.43), la cual describe intuitivamente la fuerza como la razón de cambio del momento. El término $(\hbar k)$ en la ecuación (3.53) es equivalente al momento del fotón y por lo tanto los términos restantes están relacionados con la razón de dispersión de fotones (ζ). De esta manera es posible comparar la ecuación (3.53) con la ecuación (3.43) para obtener ζ :

$$\zeta = \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{\zeta}{1 + \zeta + 4\Delta^2/\Gamma^2} \right] \quad (3.55)$$

Comprobando como en la ecuación (3.44) que la razón de dispersión máxima posible es $\Gamma/2$. Esto se alcanza cuando los átomos pasan el 50% de su tiempo en el estado excitado (para un sistema de dos niveles esto significa la máxima fracción posible del estado excitado). Por lo tanto, la fracción de tiempo que el átomo permanece en el estado excitado cuando no está en un régimen saturado es cuantificada por el último término en la ecuación (3.53). La fracción del estado excitado puede ser escrita como:

$$\Pi = \frac{1}{2} \left[\frac{\zeta}{1 + \zeta + 4\Delta^2/\Gamma^2} \right] \quad (3.56)$$

Para un átomo que presente un movimiento relativo a la fuente de luz, la máxima absorción será mantenida si la frecuencia del láser se corre de la resonancia atómica. Para el caso donde el átomo y el haz láser están moviéndose en direcciones opuestas la máxima fuerza se alcanza cuando la frecuencia del láser esta corrida abajo de la resonancia atómica. La absorción de los fotones que se propagan en dirección opuesta al movimiento atómico es capaz de frenar a los átomos.

3.4 ENFRIAMIENTO DOPPLER

En la sección anterior se mencionó la posibilidad de desacelerar un haz de átomos mediante la fuerza de presión de radiación de una onda láser plana. En esta sección abordaremos uno de los mecanismos más simples y más sencillos utilizados para enfriar una muestra de átomos, el enfriamiento Doppler, sugerido por T.W. Hänsch y A. L. Schawlow [30] especialmente para átomos neutros. Este mecanismo de enfriamiento, como su nombre lo indica, resulta de un desequilibrio, por efecto Doppler (ver Figura 3.5), entre dos fuerzas de presión de radiación opuestas.

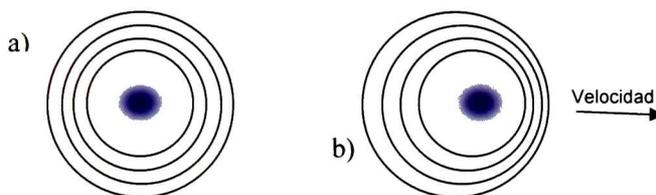


Figura 3.5. a) Átomo en reposo: Las ondas viajan simétricamente de tal manera que la frecuencia detectada es la misma en cualquier punto. b) Átomo en movimiento: Las ondas se compactan hacia donde viaja la fuente y se ensanchan en la dirección opuesta al movimiento causando un cambio en la frecuencia detectada.

Cuando un segundo haz láser interviene en el primer proceso frenado de los átomos, es decir, un segundo haz láser se superpone en el camino del primer haz, pero se propaga en dirección opuesta al primero e interactúa también con los átomos, y si este haz de luz láser presenta el mismo corrimiento en frecuencia láser que el primero y es de la misma intensidad, entonces se crea una melaza óptica en una dimensión como se muestra en la Figura 3.6.

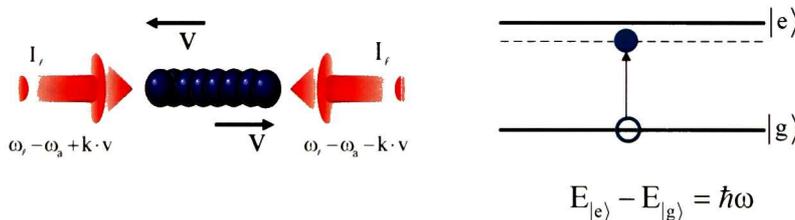


Figura 3.6. Diagrama que indica el arreglo de los haces láser con intensidad I_l , interactuando con los átomos para crear una melaza óptica en una dimensión.

Si en la condición de la melaza óptica el átomo se encuentra en reposo, las fuerzas de dispersión procedentes de cada uno de los haces de luz láser son iguales y se cancelan mutuamente resultando una fuerza neta igual a cero sobre el átomo. Sin embargo, no sucede lo mismo para un átomo que se encuentra en movimiento, donde las frecuencias aparentes de los dos haces de luz láser están corridas por efecto Doppler. El haz láser que se propaga en dirección opuesta al movimiento del átomo consigue acercarse más a la resonancia y ejerce una mayor fuerza de presión de radiación, siendo la dispersión de fotones mas grande que el haz láser que se propaga en la misma dirección al movimiento atómico y que se aleja de la resonancia La dirección de la fuerza depende del signo del corrimiento en frecuencia de la luz láser desde la resonancia. Por ejemplo, si el láser es corrido en frecuencia hacia el rojo significa que su frecuencia es menor a la frecuencia de resonancia, si es corrido al azul significa que su frecuencia es mayor a la frecuencia de resonancia atómica.

Por lo tanto, si el láser presenta un corrimiento en frecuencia hacia el rojo de la transición atómica, entonces la luz del haz láser que se propaga en dirección opuesta al movimiento atómico será corrido por efecto Doppler dentro de la resonancia, los fotones serán absorbidos desde este haz y la velocidad del átomo se reducirá. Por el contrario, la luz del haz láser que se propaga en la misma dirección al movimiento atómico será corrida por efecto Doppler fuera de la resonancia y absorberá pocos fotones por lo que la cantidad de fotones dispersados desde un haz o de otro será diferente.

La fuerza experimentada por un átomo en una melaza óptica de una dimensión es la suma de las dos fuerzas de presión de radiación experimentadas por cada uno de los haces de luz láser y se puede expresar como:

$$F_{\text{Melaza}} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{\zeta}{1 + \zeta + \frac{4(\omega_r - \omega_a - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2}{\Gamma^2}} - \frac{\zeta}{1 + \zeta + \frac{4(\omega_r - \omega_a + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2}{\Gamma^2}} \right] \quad (3.57)$$

En la Figura 3.7 se muestran los trazos en líneas punteadas de las fuerzas de dispersión que actúan sobre el átomo producidas por cada uno de los haces de luz láser. La fuerza resultante para la melaza óptica esta representada por la línea sólida y es la suma de las dos

fuerzas de dispersión. La gráfica muestra que la fuerza tiene un mínimo y un máximo y cada uno corresponde a los átomos que son resonante con uno de los dos haces de luz láser. Los máximos y los mínimos ocurren cuando el corrimiento Doppler debido a la velocidad de los átomos iguala el corrimiento en frecuencia de cada una de los haces láser para formar la melaza óptica. Esta condición se satisface cuando:

$$\omega_l - \omega_a = \pm k \cdot v \quad (3.58)$$

donde el corrimiento en frecuencia positivo corresponde al máximo en la fuerza de dispersión y el corrimiento negativo corresponde al mínimo. Cuando los dos haces de luz láser están corridos al rojo de la transición atómica, entonces el átomo es resonante con el haz que se propaga en dirección opuesta a su movimiento y la fuerza de la melaza óptica es negativa. No existe contribución alguna a la fuerza promedio (ecuación 3.57) desde la transferencia de momento en la emisión espontánea debido a que la radiación es simétrica (isotrópica).

Cuando el átomo tiene una componente de velocidad elevada, es decir, cuando el átomo se encuentra a temperatura ambiente, el átomo que se encuentra en la melaza óptica solamente dispersará fotones desde el haz láser que se propaga en dirección opuesta mientras que el haz láser que se propaga en la misma dirección al movimiento atómico se encuentra completamente fuera de la resonancia.

La fuerza se satura alcanzando un valor máximo el cual es dado por la magnitud de la fuerza de dispersión producida por un haz láser que se propaga en dirección opuesta al movimiento atómico. Cuando se considera que la velocidad del átomo es pequeña, es decir, $\theta = k \cdot v \ll \omega_l - \omega_a$ y si $\zeta \ll 1$ entonces la ecuación (3.57) puede aproximarse como [31]:

$$F_{\text{melaza}} = \left[\frac{8\hbar k^2 \zeta \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)}{\left[1 + \left(2\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2\right]^2} \right] v = -\alpha v \quad (3.59)$$

donde α representa el coeficiente de amortiguamiento para el movimiento atómico. Por lo tanto, un átomo que viaja a velocidades pequeñas dentro de un haz láser de baja intensidad experimenta una fuerza de amortiguamiento que varía linealmente con la velocidad.

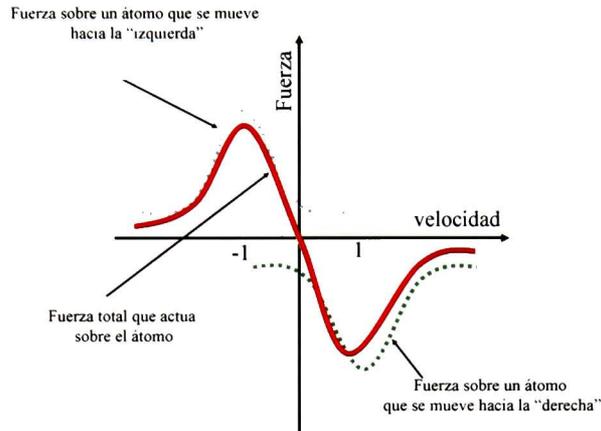


Figura 3.7. Fuerza vs velocidad para $\Delta = -\Gamma/2$ y baja intensidad de los haces láser. Las curvas punteadas representan las fuerzas individuales debidas a los dos haces que se propagan en direcciones opuestas mientras que la curva sólida representa la fuerza neta. Obsérvese la sección lineal alrededor de $v = 0$.

De la ecuación (3.59) es posible deducir el coeficiente de amortiguamiento como:

$$\alpha = -4\hbar k^2 \frac{\zeta \left(\frac{2\Delta}{\Gamma} \right)}{\left[1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma} \right)^2 \right]^2} \quad (3.60)$$

el máximo amortiguamiento es obtenido para $2\Delta/\Gamma = -1/\sqrt{3}$ cuando $\zeta \ll 1$ y $|kv| \ll |\Delta|$, sin embargo, este valor en corrimiento de frecuencia no corresponde a la temperatura más baja alcanzada en el mecanismo de enfriamiento. Este esquema de enfriamiento puede extenderse a un esquema tridimensional usando tres pares de haces láser que se propagan y copropagan a lo largo de tres direcciones ortogonales. Con este esquema es posible amortiguar la velocidad atómica en un tiempo muy corto, del orden de unos cuantos microsegundos, para crear una melaza óptica tridimensional [32].

La fuerza de fricción Doppler responsable, para este mecanismo de enfriamiento, es acompañada necesariamente por fluctuaciones debido a los fotones fluorescentes que son emitidos espontáneamente en direcciones aleatoria. Estos fotones comunican al átomo un momento de retroceso aleatorio correspondiente a $\hbar k$, que es responsable de un momento de difusión descrito por un coeficiente de difusión conocido como D [33, 34, 35]. Como en un movimiento Browniano usual, existe una competencia entre la fuerza de fricción y el coeficiente de difusión que conduce usualmente a un estado estable y con una temperatura de equilibrio proporcional a D/α . La teoría del enfriamiento Doppler [36, 37, 38] predice que la temperatura de equilibrio obtenida con este esquema siempre es mayor a una temperatura límite, conocido como límite Doppler y expresado como:

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (3.61)$$

siendo k_B la constante de Boltzmann. Este límite fue alcanzado para átomos alcalinos como el ^{133}Cs cuando $\omega_r - \omega_a = \Gamma/2$ y fue del orden de $100 \mu\text{K}$. Sin embargo, cuando las mediciones llegan a ser extremadamente exactas, se encuentra que la temperatura de la melaza óptica es mucho más baja que el valor esperado [38] y esto nos indica que otro mecanismo de enfriamiento mucho más potente que el enfriamiento Doppler esta operando.

3.5 TRAMPAS MAGNETO-ÓPTICAS

El arreglo de la melaza óptica produce una fuerza que solo depende de la velocidad del átomo, dando como resultando un amortiguamiento en su movimiento, pero no un confinamiento de átomos. De la ecuación (3.57) observamos que no hay dependencia espacial que indique que la posición del átomo pueda ser localizada y por lo tanto, pueda ser atrapado. Askin y Gordon [39] demostraron que la configuración de los haces láser para formar una melaza óptica no se puede utilizar para atrapar a los átomos, sin embargo, si algún campo magnético externo altera la proporcionalidad de la fuerza de dispersión, entonces es posible tener una dependencia espacial para formar una trampa [40], es decir, el desequilibrio entre dos fuerzas de presión de radiación puede tener una dependencia de

la posición a través de una dependencia espacial por corrimiento Zeeman si se aplica un gradiente de campo magnético.

Un dispositivo que puede combinar el enfriamiento con el atrapamiento de los átomos, es la Trampa Magneto-Óptica (MOT) [41, 42, 43]. Fue realizada experimentalmente por primera vez por Raab *et al* [44] en 1987 y ha llegado a ser un dispositivo universal para enfriar y capturar un gran número de átomos, además de que es utilizada en una variedad de experimentos dentro de la física atómica [45, 46]. Una MOT se presenta a manera de diagrama en la Figura 3.8.

Las primeras MOT's desarrolladas a finales de los años 80's fueron utilizadas para atrapar átomos alcalinos y en ellas se cargaba un haz atómico previamente enfriado por efecto Zeeman. En esos experimentos un horno con gas de átomos de una especie determinada crea un haz atómico térmico, que tiene una distribución de velocidad demasiado grande para ser atrapado. El haz es frenado mediante efecto Zeeman de tal manera que un número significativo de átomos en el haz reducen considerablemente su velocidad para ser atrapados en la MOT. Otra técnica desarrollada posteriormente por Monroe *et al.* [41] cargaba directamente a los átomos dentro de una MOT a partir de un vapor residual de fondo. En estos experimentos se introducía una pieza de metal alcalino dentro de la celda de vapor y esta se evacuaba a un alto vacío. La presión de vapor del metal alcalino resulta en una densidad insignificante de átomos en la celda y algunos átomos llegan a tener velocidades muy bajas para ser atrapados por la MOT. Generalmente las celdas de vapor son contenedores pequeños y de fácil manipulación, por lo cual las bobinas necesarias para generar el campo magnético externo pueden estar colocadas alrededor de estos contenedores.

En una MOT convencional se combina un campo magnético que varía linealmente en el espacio con la región de la melaza óptica, para modificar la energía de la transición atómica utilizada en el proceso de enfriamiento láser. Para primer orden la perturbación del nivel de energía ΔE de un átomo con proyección magnética m_j en un campo magnético B se puede describir por el efecto Zeeman anómalo como:

$$\Delta E = g_j m_j \mu_B B \quad (3.62)$$

donde g_j es el factor g de Landé para ese nivel de energía en particular y μ_B es el magnetón de Bohr.

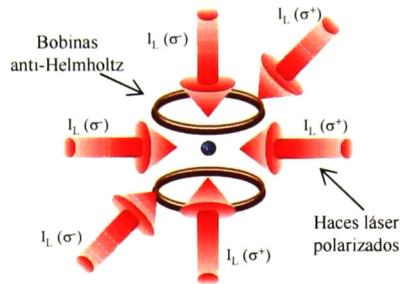


Figura 3.8. Esquema de una Trampa Magneto-Óptica (MOT). Los láseres inciden desde 6 direcciones en forma ortogonal, presentando polarización circular (σ^+ - σ^-). Las bobinas generan el campo magnético necesario.

Para una transición óptica entre dos estados atómicos, la perturbación para la energía de transición $E_{\text{transición}}$ es dada por:

$$\Delta E_{\text{transición}} = \mu_m \mathbf{B} = \left(g_{J|e)} \mathbf{m}_{J|e)} - g_{J|g)} \mathbf{m}_{J|g)} \right) \mu_B \mathbf{B} \quad (3.63)$$

donde el subíndice $|e\rangle$ indica el estado excitado, mientras que el subíndice $|g\rangle$ significa que se trata del estado fundamental. El parámetro μ_m es el momento magnético efectivo de la transición. Si el campo magnético varía linealmente con la posición, como: $B(z) = Az$, donde A es el gradiente de campo magnético, entonces la frecuencia de la transición se puede escribir como:

$$\omega_{a(z)} = \omega_a + \frac{\mu_m}{\hbar} Az \quad (3.64)$$

con esto, la fuerza de la melaza óptica de la ecuación (3.57) puede ahora incluir la dependencia espacial para la frecuencia de la transición y escribirse como:

$$F_{\text{MOT}} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{\zeta}{1 + \zeta + \frac{4 \left(\omega_r - \omega_a - \frac{\mu_m}{\hbar} A_z - k \cdot v \right)^2}{\Gamma^2}} - \frac{\zeta}{1 + \zeta + \frac{4 \left(\omega_r - \omega_a + \frac{\mu_m}{\hbar} A_z + k \cdot v \right)^2}{\Gamma^2}} \right] \quad (3.65)$$

Los dos términos dentro del paréntesis rectangular en la ecuación (3.65) describen la contribución para la fuerza total a partir de los dos haces de luz láser. Como vimos anteriormente el término $k \cdot v$ representa el corrimiento Doppler para las frecuencias láser experimentada por un átomo que se mueve con velocidad v . Por otro lado, el corrimiento Doppler en la melaza óptica es opuesto en signo pero de igual magnitud para los dos haces láser que se propagan en direcciones opuestas, como puede verse en la ecuación (3.65). Esta ecuación aplica solamente cuando el átomo bajo consideración está restringido a la transición $J = 0 \rightarrow J = 1$ lo cual indica que el átomo puede ser tratado como un sistema de dos niveles, donde ($J = 0$) está denotando el estado fundamental mientras que ($J = 1$) es para el estado excitado. Adicionalmente, la ecuación (3.65) es correcta solamente para un arreglo específico donde cada uno de los haces de luz láser debe poseer polarización circular opuesta. Es decir, los átomos que tienen una velocidad en la dirección del eje z positivo y que interactúan con el haz láser con polarización σ^- tendrán mayor probabilidad de absorber fotones desde el nivel del estado fundamental al estado excitado cuando el valor de m sea disminuido en uno, similarmente para los átomos que presenten una velocidad en la dirección del eje z negativo y que interactúen con el haz láser con polarización σ^+ , solo podrán absorber fotones desde el nivel fundamental al nivel excitado cuando el valor de m sea incrementado por uno. Este arreglo se representa en las Figuras 3.9 y 3.10 en donde se explica el mecanismo de operación de una MOT en una dimensión. Del diagrama de estas Figuras observamos que si el átomo está localizado en la dirección positiva del eje $+z$ y si está en el estado $J = 0, m_j = 0$ entonces la energía de transición entre el estado $J = 0, m_j = 0$ y el estado $J = 1, m_j = 1$ es más grande que la energía de transición entre el estado $J = 0, m_j = 0$ y el estado $J = 1, m_j = -1$. Debido a que los haces de luz láser están corridos al rojo de la transición atómica el átomo absorberá más fotones del láser σ^- y será excitado al estado $J = 1, m_j = -1$, transición que se encuentra muy cercana a la resonancia.

Por lo tanto, el átomo absorberá preferentemente fotones desde el haz láser σ^- y el momento transferido por los fotones al átomo provocará que este sea empujado hacia el punto donde $z=0$, es decir, el átomo será regresado al centro de la trampa. Por el contrario, los átomos que se mueven en la dirección negativa del eje z desde el centro de la trampa, absorberán más fotones desde el haz láser σ^+ lo cual ocasionará que regresen también al centro de la trampa, pero en este caso la transición $J=1, m_j=1$ se encontrará más cerca de la resonancia.

Cuando se aplica un gradiente de campo magnético que tiende a ser mínimo en la región de intersección de los haces láser polarizados y este campo se incrementa con la distancia se provee un medio donde un átomo que no está en el centro tiene su energía de resonancia corrida por efecto Zeeman debido al campo magnético diferente de cero, para promover la absorción de fotones de la luz polarizada que viaja hacia la región de campo magnético cero.

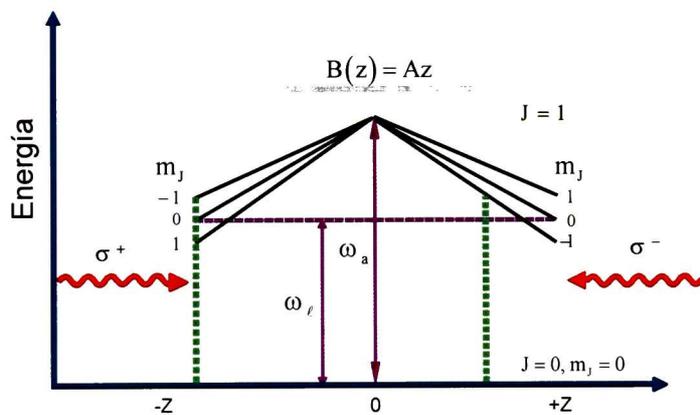


Figura 3.9. Efecto del campo magnético en una MOT de una dimensión. Un átomo con una transición $J=0 \rightarrow J=1$ se coloca en un campo magnético que varía linealmente $B(z) = Az$. Los láseres se propagan con polarización circular a la derecha y a la izquierda. El haz láser con polarización σ^- solo excita el estado $m = -1$ mientras que el láser con polarización σ^+ excita el estado $m = +1$. De esta manera se crea una fuerza neta que depende de la posición y que empuja al átomo al centro de la trampa.

Debido a que el corrimiento Zeeman en la energía de transición es igual en magnitud pero de signo opuesto para la absorción de fotones σ^+ comparado con fotones σ^- , el término

$\mu_m Az/\hbar$ en la ecuación (3.65) también tiene que ser de signo opuesto. Lo anterior se debe a que cada uno de los haces láser que se propagan en direcciones opuestas en la MOT contribuye a los dos términos de la forma $\xi/1+\zeta+C$ en la ecuación (3.65) y están compuestos de fotones σ^+ o fotones σ^- . El origen del sistema coordenado empleado en la ecuación (3.65) es definido por el punto donde no existe desdoblamiento Zeeman y corresponde al punto donde el campo magnético es cero.

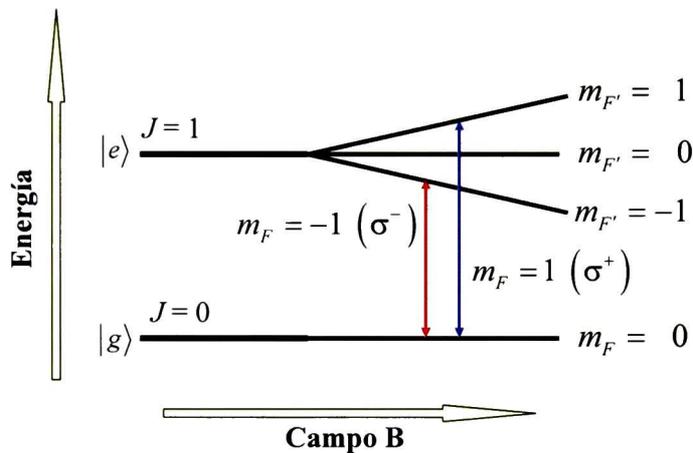


Figura 3.10. En este diagrama se aprecia mejor el efecto del campo magnético sobre los subniveles magnéticos

Este es el principio fundamental para que opere una MOT en una, dos o en tres dimensiones donde se requiere de un arreglo especial para cada par de haces láser con direcciones opuestas y con el esquema de polarización circular ($\sigma^+ - \sigma^-$) así como la generación de campos magnéticos que varíen linealmente para cubrir cada una de las dimensiones espaciales.

La ecuación (3.65) puede aproximarse a una ecuación que sea similar a la fuerza experimentada por un oscilador armónico amortiguado siempre y cuando la velocidad de los átomos sea pequeña y las desviaciones de los átomos desde el centro de la trampa sean insignificantes. De esta manera, la ecuación (3.65) puede describirse como [47]:

$$F_{\text{MOT}} = -\alpha v - \omega^2 m z \tag{3.66}$$

donde m representa la masa del átomo. Con anterioridad se ha discutido el primer término $(-\alpha v)$ de la ecuación (3.66), donde se ha mostrado que la fuerza debido a la melaza óptica provee amortiguamiento al movimiento atómico. Esta fuerza de amortiguamiento sigue estando presente en la MOT. El segundo término $(-\omega^2 mz)$ de la ecuación (3.66) representa la fuerza restauradora del oscilador armónico amortiguado siendo ω la frecuencia natural del movimiento oscilatorio.

La ecuación (3.66) es la forma típica de representar el movimiento armónico amortiguado de una partícula, por lo que el movimiento del átomo puede ser interpretado por sus características de frecuencia de oscilación y razón de amortiguamiento [29]. La razón de amortiguamiento se puede determinar al evaluar la cantidad α/m siendo m la masa del átomo.

Existen otras alternativas para describir la ecuación (3.66) en función de otros parámetros, como la constante de resorte efectiva (κ) donde $\kappa = m\omega^2$. Tanto la constante de resorte como la frecuencia natural de oscilación se pueden expresar en términos de los parámetros de la MOT como [47]:

$$\omega = \sqrt{\frac{\kappa}{m}} = \frac{4k\zeta(2\Delta/\Gamma)\mu_m A}{\left[1 + (2\Delta/\Gamma)^2\right]^2} \quad (3.67)$$

En una MOT, típicamente la razón de amortiguamiento es varios ordenes de magnitud más pequeña que la frecuencia de oscilación, lo cual conduce a un movimiento atómico sobreamortiguado con una constante de tiempo de amortiguamiento descrita por $2\alpha/\omega^2$. Esta constante de tiempo es generalmente del orden de los milisegundos.

Generalmente las MOT's son dispositivos bastante robustos y poco sensibles al desequilibrio de intensidad entre los haces de luz láser y típicamente no se cumple la condición de que las intensidades de los haces de luz láser sea mucho menor a 1 ($\zeta = I/I_0 \ll 1$). Por lo tanto, será útil generalizar una ecuación que aplique para intensidades de luz láser elevadas, lo cual puede realizarse incluyendo un término de saturación en el denominador de la ecuación (3.59) que corresponde a la intensidad total de todos los haces

de luz láser para una melaza óptica tridimensional [38]. Para una melaza óptica tridimensional es necesario cambiar a ς por 6ς donde ς es el parámetro de saturación láser. Bajo esta consideración, el átomo en la melaza óptica o en la MOT se satura independientemente para cada haz láser, por lo que la razón de dispersión de un haz láser será modificada por la presencia de los otros haces láser. Sin embargo, la consideración original para derivar la razón de dispersión de fotones para un átomo de dos niveles de energía en la sección (3.2) no será completamente válida cuando se incluya la dispersión de múltiples haces láser. Lo anterior, se debe a que diferentes haces de luz láser con variaciones en su polarización conducen diferentes transiciones y por lo tanto, se requiere un esquema más complicado que el modelo de dos niveles de energía para explicar el proceso de enfriamiento láser [48]. Esta descripción multienergética para átomos en una melaza óptica o en una MOT es la base para un nuevo mecanismo de enfriamiento, conocido como enfriamiento por gradientes de polarización. En la siguiente sección se exploran las implicaciones específicamente para el átomo de ^{133}Cs donde se introducen los coeficientes de Clebsch-Gordan [49] para compensar la naturaleza multienergética de los átomos en una MOT tridimensional.

3.6 ENFRIAMIENTO POR GRADIENTES DE POLARIZACIÓN

3.6.1 Configuración $\sigma^+ - \sigma^-$

La teoría del enfriamiento Doppler considera un modelo atómico solamente de 2 niveles de energía. En la sección anterior (3.5) vimos como un campo magnético que se aplica a un átomo, que es enfriado previamente y que no presenta un modelo de 2 niveles de energía sino uno multienergético, aumenta considerablemente la complejidad del mecanismo de enfriamiento. Este nuevo mecanismo se conoce como: Enfriamiento por gradientes de polarización. Como su nombre lo indica, requiere que los haces de luz láser (haces de enfriamiento) posean una polarización específica. En esta sección solamente se revisara el mecanismo de enfriamiento con polarización circular, el esquema ($\sigma^+ - \sigma^-$), debido a que este es el mecanismo que se emplea en nuestro experimento. No obstante, no es el único mecanismo de enfriamiento por gradientes de polarización, también existe el mecanismo que emplea polarización lineal perpendicular lineal ($\text{lin} \perp \text{lin}$) en los haces de enfriamiento.

Para explicar este mecanismo de enfriamiento consideraremos un problema unidimensional de un átomo con dos niveles de energía, que se mueve en una onda estacionaria de luz láser. Esta onda estacionaria se crea por la superposición de dos ondas planas viajeras, con la misma frecuencia ω , que se propagan en direcciones opuestas a lo largo de un eje coordenado, por ejemplo el eje z , por lo que es posible describir el campo eléctrico de una onda estacionaria como la suma de dos ondas viajeras, con polarización lineal ε como:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z,t) &= E_0\varepsilon \cos(\omega t - kz) + E_0\varepsilon \cos(\omega t + kz) \\ &= 2E_0\varepsilon \cos kz \cos \omega t \end{aligned} \quad (3.68)$$

la intensidad de esta onda tiene una dependencia espacial como $\cos^2 kz$ con un período de $\lambda/2$. Ahora bien, si la polarización de las dos ondas láser no es idéntica, entonces la situación se torna más compleja. En este apartado, se revisará solamente el caso cuando las dos ondas viajeras presentan polarización circular opuesta ($\sigma^+ - \sigma^-$) ya que esta configuración es la que empleamos para atrapar y confinar átomos de ^{133}Cs .

Imagine que tiene dos ondas viajeras con polarización circular opuesta, es decir, una onda tiene polarización circular a la derecha (σ^+) y la otra polarización circular a la izquierda (σ^-), cuando estas dos ondas se superponen se forma una onda estacionaria donde su campo eléctrico total es representado por:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_0 [\hat{x} \cos(\omega t - kz) + \hat{y} \text{sen}(\omega t - kz)] + E_0 [\hat{x} \cos(\omega t + kz) - \hat{y} \text{sen}(\omega t + kz)] \\ &= 2E_0 \cos \omega t [\hat{x} (\cos kz) + \hat{y} (\text{sen} kz)] \end{aligned} \quad (3.69)$$

En esta onda se puede observar que no hay diferencia de fase temporal entre las dos direcciones de polarización \hat{x} y \hat{y} en cualquier posición por lo que este campo representa una polarización lineal cuyo vector $\hat{\varepsilon}$ esta fijo en el tiempo pero rota uniformemente en el espacio a lo largo del eje z , rotando 180° conforme z cambia $\lambda/2$. Este esquema se ejemplifica en la Figura 3.11 y representa un fuerte gradiente de polarización.

Considere ahora un átomo que se mueve a lo largo de este eje, este átomo experimentará la onda de luz con polarización lineal con rotación, la razón de rotación será proporcional a la velocidad a la cual se mueve el átomo. Esta polarización con rotación causará en el átomo:

- ❖ una redistribución en la población de los estados de diferente subnivel m , esta distribución dependerá de la dirección del movimiento atómico.
- ❖ El átomo tendrá más probabilidad de absorber fotones de un haz que del otro debido a que esta redistribución causa que el momento impartido reduzca su velocidad.

Este mecanismo de enfriamiento es más eficiente que el enfriamiento Doppler alcanzando temperaturas típicas alrededor de los $10 \mu\text{K}$ sobre el cero absoluto o en términos de la velocidad del átomo de unos pocos cm/s .

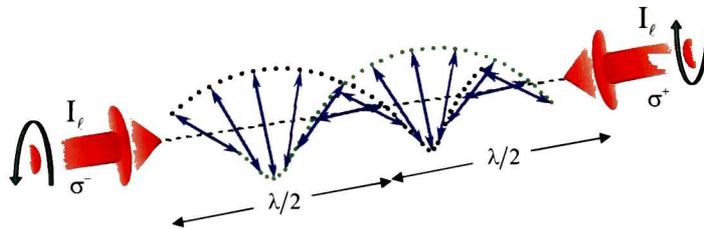


Figura 3.11. Configuración $\sigma^+ - \sigma^-$: Dos ondas que se propagan en direcciones opuestas (polarización circular a la derecha y a la izquierda) crean una onda polarizada linealmente que rota en el espacio

En este mecanismo de enfriamiento, aún a muy bajas velocidades, existe una orientación atómica a lo largo del eje z que aparece en el estado fundamental como un resultado del movimiento atómico. A causa de este movimiento sumamente sensible a la orientación atómica inducida, las dos ondas de luz láser (onda incidente y onda retroreflejada) son absorbidas con diferentes eficiencias lo cual ocasiona un desequilibrio entre las fuerzas de presión de radiación y consecuentemente una fuerza de fricción neta. Para explicar este mecanismo de enfriamiento consideramos la transición atómica más simple, es decir, la

transición $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$ y utilizamos el dibujo de la Figura 3.12 donde se han indicado los coeficientes de Clebsh-Gordan [49].

En este análisis se considera a un átomo multienergético que se mueve en una configuración láser que presenta un gradiente de polarización. Para una configuración láser $\sigma^+ - \sigma^-$ la polarización láser siempre es lineal y la intensidad láser es la misma para toda z , es decir, los dos niveles de energía presentan el mismo corrimiento de luz y no varían con respecto a z , dando como resultado que en este tipo de enfriamiento no existan gradientes de fuerza o fuerzas dipolares, por lo cual no existe la posibilidad de que se presente el efecto Sisyphus [50], ya que los niveles de energía son planos.

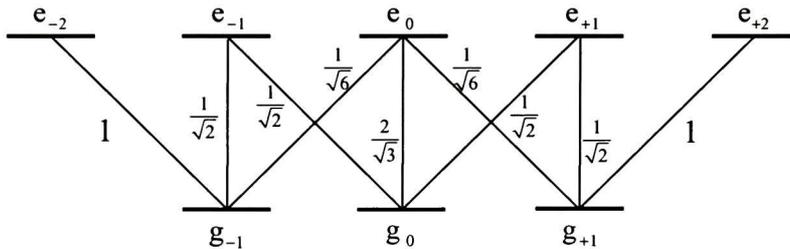


Figura 3.12. Esquema de los niveles atómicos que indica el valor de los coeficientes de Clebsh- Gordan para la transición $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$

Explicamos este mecanismo utilizando la transición atómica $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$. Imagine inicialmente que el átomo se encuentra en reposo en el punto $z = 0$. Tomando el eje de cuantización a lo largo de la polarización local, es decir, de \hat{y} en $z = 0$ y si denotamos a $|g_{-1}\rangle_y, |g_0\rangle_y, |g_{+1}\rangle_y$ como los estados propios de J_y ($J =$ momento angular), como se muestra en la Figura 3.12, observamos que el bombeo óptico con una polarización π a lo largo del eje y concentra átomos en el estado $|g_0\rangle_y$ debido a que la razón de bombeo óptico $|g_{-1}\rangle_y \rightarrow |g_0\rangle_y$ proporcional a $(1/\sqrt{2})^2 (1/\sqrt{2})^2 = 1/4$, es más grande que la razón de bombeo óptico de $|g_0\rangle_y \rightarrow |g_{-1}\rangle_y$ proporcional a $(\sqrt{2/3})^2 (1/\sqrt{6})^2 = 1/9$. La población en estado estable de $|g_0\rangle_y, |g_{-1}\rangle_y$ y $|g_{+1}\rangle_y$ es igual a $9/17, 4/17$ y $4/17$ respectivamente. Es importante también notar que desde que la transición π inicia desde $|g_0\rangle_y$ es $4/3$

mucho más intensa que dos transiciones π iniciando desde un estado $|g_{\pm 1}\rangle_y$, debido a que ambos subniveles $|g_{\pm 1}\rangle_y$ sufren el mismo corrimiento de luz Δ_1' , más pequeño en modulo que el corrimiento de luz Δ_0' de $|g_0\rangle_y$, como se puede apreciar en la Figura 3.13. La relación de estos corrimientos es: $\Delta_0' = \frac{4}{3}\Delta_1'$, es importante recordar que el corrimiento es hacia el rojo de la transición atómica, por lo tanto Δ_0' y Δ_1' son negativos. En la Figura 3.13 se indica también la población en estado estable de esos subniveles, lo cual se indica por el tamaño de las esferas. De este diagrama es claro notar que en condiciones de estado estable, el número promedio de fotones emitidos por unidad de tiempo en $\omega_\ell + (\Delta_0'/4)$ y $\omega_\ell - (\Delta_0'/4)$ es igual produciendo un espectro de fluorescencia simétrico. Donde $\omega_\ell + (\Delta_0'/4)$ corresponde a los ciclos de fluorescencia donde el átomo inicia en $|g_0\rangle_y$ y termina en $|g_{+1}\rangle_y$ o $|g_{-1}\rangle_y$ mientras que $\omega_\ell - (\Delta_0'/4)$ corresponde a ciclos de fluorescencia donde el átomo inicia en $|g_{+1}\rangle_y$ o $|g_{-1}\rangle_y$ y termina en $|g_0\rangle_y$.

Pero que pasa cuando el átomo se encuentra en movimiento con una velocidad v a lo largo del eje z , es decir, $z = vt$. En este caso, el átomo ve la luz polarizada linealmente con rotación alrededor de z en el plano xy haciendo un ángulo con y (como se muestra en la Figura 3.11), de la siguiente manera: $\varphi = -kz = -kv t$.

Es necesario, entonces cambiar el marco de reposo del átomo a un marco de rotación, de tal manera que en este marco de rotación con movimiento la polarización láser mantiene una dirección fija. El teorema de Larmor nos indica que en este marco de rotación con movimiento aparece un campo inercial como resultado de la rotación. Este campo inercial se parece a un campo magnético (ficticio) paralelo al eje de rotación z y con una amplitud tal que la frecuencia de Larmor correspondiente es igual a la velocidad de rotación $k v$. De aquí, es posible mostrar que el nuevo Hamiltoniano que gobierna la evolución del átomo después de la transformación unitaria al marco de rotación con movimiento, contiene además de un término de acoplamiento con un campo láser con polarización fija un termino inercial extra que resulta de la rotación y que es igual a:

$$H_{rotación} = k\upsilon J_z \quad (3.70)$$

Por lo tanto, todos los nuevos efectos debidos al movimiento atómico en una polarización láser con rotación deben proceder del término inercial (ecuación 3.70). Este término inercial introduce acoplamientos proporcionales a $k\upsilon$ entre los estados $|g_0\rangle_y$ y $|g_{\pm 1}\rangle_y$. Estos acoplamientos algunas veces se consideran como noadiabáticos debido a que desaparecen cuando $\upsilon \rightarrow 0$. Estos acoplamientos también pueden dar nacimiento a una orientación atómica en el estado fundamental que es paralela a z y sensible a $k\upsilon$.

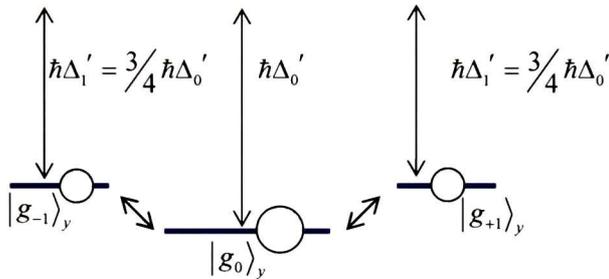


Figura 3.13. Subniveles del estado fundamental con corrimiento de luz, para la transición $J = 0 \rightarrow J = 1$ en la configuración $\sigma^+ - \sigma^-$

El problema es complicado, ya que el haz láser no solo introduce una alineación atómica a lo largo de y , también produce un corrimiento de la luz de los estados $|g_m\rangle_y$, los cuales tienen la misma simetría como el corrimiento Stark producido por un campo eléctrico estático ficticio \mathbf{E}_0 paralelo a y . Es decir, en ausencia de un campo magnético \mathbf{B}_0 la alineación producida por bombeo óptico no precede alrededor de \mathbf{E}_0 que tiene el mismo eje de simetría, pero cuando se aplica el campo magnético \mathbf{B}_0 esta alineación inicia para preceder alrededor de \mathbf{B}_0 dando nacimiento a un nuevo componente que es diferente de cero de la alineación. Este componente es la interacción de la alineación con \mathbf{E}_0 que produce la orientación a lo largo de z . En cierto sentido existe una analogía con el fenómeno estudiado en esta sección que produce una orientación atómica inducida por el movimiento con la orientación producida por la interacción de un alineamiento atómico con un campo eléctrico ficticio o real destacado en referencias [51].

En conclusión, este mecanismo de enfriamiento donde los gradientes de polarización siempre están presentes y que trabaja para transiciones $J_g \geq 1$, se debe a un desequilibrio entre la presión de radiación ejercida por dos ondas láser que se propagan en direcciones opuesta. Este desequilibrio resulta de un movimiento ultrasensible induciendo diferencias de población entre los subniveles del estado fundamental. En este mecanismo de enfriamiento, a diferencia del enfriamiento Doppler, la razón de captura de los átomos es proporcional a la potencia láser y el coeficiente de proporcionalidad entre la fuerza de fricción y la velocidad, $\nu \approx 0$, es independiente de la potencia láser para una frecuencia de Rabi pequeña, mientras que para el enfriamiento Doppler, el coeficiente de fricción es proporcional a la potencia de la luz láser y la razón de captura es independiente de la potencia láser.

3.7 TEORIA DEL MECANISMO DE CAPTURA DE ÁTOMOS FRÍOS EN UNA MOT

Una muestra de átomos ultra-fríos producida por una Trampa Magneto-Óptica (MOT) [52] provee enormes oportunidades para estudiar interesantes fenómenos cuánticos y para aquellas aplicaciones que requieren átomos con velocidades muy lentas o energías cinéticas bajas. Una MOT desarrollada en una celda de vapor [53] es el dispositivo más simple, popular y económico adoptado ampliamente en muchos experimentos. El estudio de átomos ultrafríos en una MOT tiene importantes aplicaciones cuando se mide el tiempo con elevada exactitud [54]. Por ejemplo, el así llamado reloj de fuente atómica usa una MOT donde el número de átomos atrapados es uno de los parámetros más importantes en la incertidumbre de la reproducción experimental de la unidad de tiempo, el segundo [55]. En las aplicaciones de la medición de tiempo con elevada exactitud existe un compromiso entre el número de átomos atrapados y la exactitud y estabilidad en frecuencia del reloj. Es importante realizar mediciones confiables del número de átomos atrapados en una MOT cuando se evalúa la incertidumbre de la realización experimental de la unidad de tiempo, el segundo. Otra aplicación que podría ser también de interés mundial es en las mediciones de masa, ya que como se mencionó en la introducción, el BIPM ha recomendado a la comunidad científica desarrollar experimentos para redefinir la unidad de masa, el

kilogramo Prototipo Internacional en términos de constantes fundamentales o relacionando la masa de un átomo con su número mediante la constante de Avogadro, por ejemplo.

3.8 MODELO MATEMÁTICO PARA ATRAPAR ATOMOS EN UNA MOT

Para determinar el número de átomos atrapados en una MOT es fundamental medir la intensidad de la fluorescencia emitida por los átomos atrapados. El modelo matemático que describe la dinámica de carga o atrapamiento y pérdida en una MOT está basado en las referencias [41, 56, 57].

Asumiendo que el número de átomos atrapados N en una MOT es función del tiempo t , entonces su evolución en el tiempo [58] puede ser escrita como:

$$\frac{dN}{dt} = R_c - R_p \quad (3.71)$$

donde R_c y R_p corresponden a la razón de captura y pérdida de átomos de ^{133}Cs en la MOT, respectivamente. Asumimos también que la razón de captura R_c depende de algunos parámetros de operación de la MOT tales como: la densidad de átomos de Cs en el contenedor sometido a vacío en la MOT, del diámetro y la potencia de los haces de luz láser, del corrimiento en frecuencia de los haces láser, entre otros. Si el valor de estos parámetros permanece razonablemente constante durante el experimento, entonces R_c puede ser supuesta como una primera aproximación como constante. Por otro lado, también asumimos que la razón de pérdida R_p puede ser escrita como una función del tiempo debido a su dependencia esperada sobre el número de átomos N . Incluso, se espera que si $N=0$, entonces $R_p=0$. Asimismo se espera la existencia de un tiempo de saturación t_{sat} donde N llega a ser constante en el tiempo, para $t \ll t_{\text{sat}}$ alcanzando un valor de estado estable. Bajo esta consideración es posible escribir a R_p como una función lineal de N , esto es: $R_p = NR_{0p}$. Aquí el coeficiente R_{0p} no depende del tiempo pero se espera que tenga una dependencia sobre las colisiones de los átomos de Cs atrapados con los átomos no atrapados del gas residual dentro del contenedor de vacío,

siendo los átomos de Cs mayoría en número, aunque también pueden existir otros átomos, como Helio, Nitrógeno y Oxígeno, entre otros. La abundancia de los elementos diferentes a los átomos Cs será una función de la calidad del vacío dentro del contenedor de vacío de la MOT. Por lo tanto, es posible escribir el coeficiente de R_{0p} como:

$$R_{0p} = \rho_{Cs} \sigma_{Cs} \bar{\alpha}_{Cs} + \sum_i \rho_i \sigma_i \bar{\alpha}_i \quad (3.72)$$

donde ρ_{Cs} , σ_{Cs} y $\bar{\alpha}_{Cs}$ son la densidad del gas residual de Cs, la sección transversal por colisión [62] que expulsa a un átomo desde la trampa ($\sigma_{Cs} = 2.32 \times 10^{11} \text{ cm}^2$) y la velocidad promedio de los átomos de Cs que componen el gas de fondo, respectivamente, mientras que ρ_i , σ_i y $\bar{\alpha}_i$ son la densidad, la sección transversal por colisión y la velocidad promedio de todos los átomos de la clase i en el gas residual de la MOT, respectivamente. Ahora, si suponemos que no existen componentes i en el gas residual, debido a la calidad elevada del vacío, entonces R_{0p} se describe como:

$$R_{0p} = \rho_{Cs} \sigma_{Cs} \bar{\alpha}_{Cs} \quad (3.73)$$

Por otro lado, la razón de captura se puede representar como el número de átomos que entran en la región de atrapamiento (suponemos que es una esfera con diámetro d) por unidad de tiempo, multiplicada por la fracción de átomos cuya distribución de velocidad es inferior a la velocidad de captura v_c de la trampa [56]:

$$R_c = \rho_{Cs} d^2 \frac{v_c^4}{\bar{\alpha}_{Cs}^3} \quad (3.74)$$

donde d representa el diámetro del haz láser circular y $\bar{\alpha}_{Cs} = \left(\frac{2k_B T}{m_{Cs}} \right)^{1/2}$ es la velocidad promedio de los átomos de ^{133}Cs del gas de fondo. A temperatura ambiente ($\approx 20^\circ \text{ C}$) la velocidad más probable para el ^{133}Cs es de $191 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

En la condición de estado estacionario ($dN/dt = 0$) y tomando en cuenta las relaciones (3.73) y (3.74) es posible escribir el número de átomos atrapados N como:

$$N_{ee} = \frac{R_c}{R_{0p}} = \frac{d^2}{\rho_{Cs} \sigma_{Cs}} (v_c / \bar{\alpha}_{Cs})^4 \quad (3.75)$$

donde N_{ee} representa el número de átomos en estado estacionario. Como se mencionó anteriormente, el coeficiente R_{0p} puede ser caracterizado por un tiempo de saturación t_{sat} , así que es posible escribir $R_{0p} = 1/t_{sat}$. Por lo tanto, la ecuación (3.71) puede ser escrita como:

$$\frac{dN}{dt} = R_c - \frac{N}{t_{sat}} \quad (3.76)$$

Note que en la condición de estado estacionario y asumiendo como una condición inicial ($t = 0$) que no hay átomos atrapados en la MOT, esto es $N(t=0) = 0$, la solución de esta ecuación diferencial es bien conocida y puede ser expresada como:

$$N(t) = N_{ee} \left[1 - \exp\left(-t/t_{sat}\right) \right] \quad (3.77)$$

Por otro lado, los átomos son desacelerados por la dispersión de fotones (r) donde cada fotón dispersado detiene al átomo por una velocidad de retroceso v_{ret} que en nuestro caso es de 3.5 mm/s. La razón de dispersión de fotones puede calcularse como:

$$r = \frac{1}{2} \frac{C^2 \zeta}{\Gamma (1 + C^2 \zeta)} \quad (3.78)$$

donde:

$$\zeta = \frac{I/I_s}{1 + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (3.79)$$

siendo I la intensidad de los haces láser, $I_s = 1.102 \text{ mW/cm}^2$ la intensidad de saturación del Cs [49] para el caso de la transición cíclica $|6^2 s_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5, m_F = 5\rangle$, Δ es el corrimiento en frecuencia de los haces de luz láser con respecto a la frecuencia de la transición atómica, $\Gamma = 5.3 \text{ MHz}$ es el ancho de línea FWHM de la transición de enfriamiento. C es un factor fenomenológico que es introducido en orden para tomar en cuenta el efecto de la saturación reducida, C esta relacionada con el promedio de los coeficientes de Clebsch-Gordan para las diferentes transiciones posibles entre varios subniveles magnéticos de los átomos en la MOT [59]. Para la transición $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$, el promedio de los cuadrados de los coeficientes de Clebsch-Gordan es $0.4 < C^2 < 1$ [59], mientras que el valor considerado en este trabajo es $C = 0.7 \pm 0.2$ [49], indicando una población preferencial de los átomos en el estado m_F de máxima resistencia, es decir en el estado de $|6^2 s_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5, m_F = 5\rangle$.

En su artículo, *Monroe et al.* [41] demostraron que el número de átomos atrapados es independiente de la densidad (ρ_{Cs}) de ^{133}Cs del gas de fondo. Esto puede ser entendido debido a que en la condición de estado estacionario, tanto la razón de carga como la razón de perdida son proporcionales a la densidad (ρ_{Cs}) del gas de fondo, siempre y cuando la razón de pérdida (ecuación 3.72) solo considere átomos de ^{133}Cs en el gas de fondo, es decir, que no existan otros componentes i que modifiquen sustancialmente la razón de pérdida.

CAPITULO IV

DESARROLLO EXPERIMENTAL



4.0 DESARROLLO EXPERIMENTAL

4.1 INTRODUCCIÓN

En la División de Tiempo y Frecuencia del Centro Nacional de Metrología, CENAM, se desarrolló una Trampa Magneto-Óptica (MOT) de Cesio-133 como parte de un patrón primario de frecuencia basado en átomos ultra fríos, denominado reloj CsF-1 que se encuentra en proceso de construcción en el CENAM. En esta MOT de ^{133}Cs se emplea la configuración estándar de 4 haces láser horizontales y 2 haces verticales, cada uno de 1.9 cm de diámetro con una potencia de 5 mW. Un láser semiconductor tipo DBR que emite a una longitud de onda de 852 nm y 5 mW de potencia se utiliza como láser maestro el cual es estabilizado por espectroscopia de saturación libre del pozo Doppler [60]. El ancho de línea de emisión de este láser es de aproximadamente 1 MHz. La luz proveniente de este láser maestro se corre 12 MHz al rojo de la transición atómica por un doble paso a través de dos Moduladores Acusto-Ópticos (AOM's). Realizar lo anterior demérito la potencia del láser, por lo que para amplificarla es necesario utilizar un segundo láser de mayor potencia, denominado láser esclavo, de AlGaAs que también emite a 852 nm con una potencia de salida de 50 mW. Este láser esclavo se estabiliza por la técnica de inyección de luz [61, 62]. Un tercer láser, también del tipo DBR (*Distributed Bragg Reflector*) y de las mismas características que el láser maestro, se utiliza como láser de rebombeo para asegurar la transición cíclica de enfriamiento. La condición necesaria para que una MOT opere es que estos tres láseres deben estar estabilizados en frecuencia. La parte óptica de la MOT del CENAM es muy robusta contra las vibraciones mecánicas, el ruido acústico y los cambios de temperatura en el laboratorio, debido a que ninguno de los diodos láser emplea una cavidad extendida para reducir el ancho de línea.

Los haces de luz que entran a la MOT están colocados mutuamente ortogonales, presentan polarización circular y están corridos al rojo de la transición cíclica de enfriamiento $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$. El láser de rebombeo esta sintonizado a la transición $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 3\rangle$. Adicionalmente se necesita la aplicación de un campo magnético externo, con el fin de que los átomos que han sido enfriados previamente, sean confinados en una región específica del espacio. Posteriormente un detector en conjunto con un amplificador de transimpedancia y un multímetro registran la fluorescencia emitida por los átomos presentes en la nube formada en el centro de la MOT. Al medir la

fluorescencia o la potencia óptica absoluta relacionamos el número de átomos presentes en la MOT en función de sus parámetros de operación.

En esta sección se explica cada una de las etapas necesarias para que una MOT trabaje adecuadamente en el proceso de enfriamiento y atrapamiento láser, así como los detalles y cuidados que se tuvieron para realizar las mediciones del número de átomos de ^{133}Cs confinados en nuestra MOT como función de varios parámetros de operación, tales como: la intensidad y el diámetro de los haces láser, el corrimiento al rojo de la luz láser y el gradiente de campo magnético.

El orden en la construcción de la MOT concuerda con el orden de la descripción de cada una de las etapas necesarias para la medición del número de átomos atrapados en nuestra MOT. Así en el apartado 4.2 se da una descripción fundamental del proceso para estabilizar en frecuencia el láser maestro. La sección 4.3 contiene los detalles para correr la frecuencia de la luz proveniente del láser maestro. En la sección 4.4 se describe brevemente la técnica de inyección de luz proveniente del láser maestro al láser esclavo. La sección 4.5 corresponde a la amplificación del diámetro del haz láser y al fraccionamiento de este haz en tres haces de igual intensidad para ser inyectados a la MOT. La sección 4.6 aborda el tema de la polarización de la luz inyectada a la MOT. En la sección 4.7 se describe el arreglo para introducir el haz de rebombeo a la MOT. La sección 4.8 nos habla brevemente del sistema de vacío utilizado, la sección 4.9 de la fabricación de las bobinas y de la generación del campo magnético para confinar los átomos previamente fríos. La sección 4.10 trata de la operación de la MOT, la sección 4.11 del arreglo para medir el número de átomos de ^{133}Cs atrapados en nuestra MOT y finalmente en las secciones 4.12 a 4.15 de cómo se van cambiando los parámetros de operación de la MOT para su caracterización.

4.2 SISTEMA ÓPTICO

ESTABILIZACIÓN DE LÁSERES SEMICONDUCTORES

La operación básica del enfriamiento láser en una MOT requiere luz láser estabilizada y corrida ligeramente al rojo de una transición cíclica. Para ello es importante contar en el

experimento con láseres semiconductores cuyas características de emisión se mantengan suficientemente constantes al paso del tiempo. El parámetro más crítico en la emisión de los láseres para los propósitos de este experimento es sin duda la frecuencia de emisión. Lo anterior hace necesario mantener un buen control sobre dos parámetros de operación principalmente, la corriente eléctrica y la temperatura. Debido a que la longitud de onda de emisión del láser y/o la frecuencia central presentan una deriva a través del tiempo, es decir, la repetibilidad día a día en su desempeño es determinada principalmente por la estabilidad en la temperatura del semiconductor y por la corriente de alimentación del láser, además de algunas fluctuaciones mecánicas. Es común encontrar que por cada mA de corriente que circula por el láser, la longitud de onda cambia 0,01 nm y por cada grado kelvin se registra un cambio también en la longitud de onda de emisión de 0,1 nm [63]. Estas variaciones en la frecuencia de emisión son suficientemente grandes, lo cual resulta que los láseres que operan bajo estas condiciones no son útiles para el experimento.

Por otro lado, los láseres semiconductores presentan una dispersión en frecuencia al nivel de las decenas o cientos de Hertz, siendo esta dispersión más grande que los anchos de línea de las transiciones atómicas de interés para nuestro experimento, ocasionando que éstas queden ocultas. Para resolver este problema es necesario que el láser posea elementos que permitan disminuir su ancho de línea, estos elementos pueden encontrarse dentro del mismo encapsulado que envuelve al láser, como en el caso de los láseres diodo tipo DBR (*Distributed Bragg Reflector*) o los del tipo DBF (*Distributed Feedback*) [63], aunque también es posible utilizar elementos externo al láser como lo son las cavidades resonantes o las rejillas de difracción [64].

El primer paso a realizar para operar un láser semiconductor es encontrar sus parámetros óptimos, tales como, la temperatura óptima de trabajo y la corriente óptima de alimentación. Para tal efecto, se utiliza una referencia de frecuencia de excelente calidad como lo es un sistema atómico o molecular. La referencia de frecuencia que se utiliza en este experimento es un gas de átomos de ^{133}Cs contenido en una celda de vidrio al vacío (típicamente la presión de vapor del Cesio). A este gas atómico se le hace pasar un haz de luz láser fijando la temperatura del láser en un valor muy cercano a la temperatura del laboratorio (temperatura ambiente), posteriormente se mueve la corriente de alimentación poco a poco hasta que se observa fluorescencia en la celda de gas. Los siguientes pasos se realizan con mayor cuidado ya que la frecuencia del láser se pone a punto cambiando con

un ajuste grueso la temperatura del láser mientras que con un ajuste fino se cambia la corriente de alimentación del mismo, con el objeto de obtener la condición de máxima resonancia, es decir, máxima fluorescencia en la celda de gas. Una vez alcanzada esta condición y fijando los dos parámetros de operación, temperatura y corriente de alimentación, el siguiente paso consiste en estabilizar la frecuencia de los láseres.

El control de la frecuencia del láser se realiza a través de circuitos electrónicos los cuales generan una señal electrónica que obliga al láser a emitir en la frecuencia de resonancia. Esta señal se obtiene gracias al uso de técnicas ópticas no-lineales como la llamada “espectroscopia de absorción saturada”, desarrollada por Schawlow y Hänsch en los años 70 como un camino para evadir el ensanchamiento Doppler en un espectro atómico [60, 65]. La técnica de espectroscopia de absorción saturada se explica brevemente y se indican los elementos ópticos necesarios para la estabilización en frecuencia de un láser semiconductor tipo DBR. Más información acerca de esta técnica se encuentra en las referencias [66, 67].

Para estabilizar un láser semiconductor a una transición atómica empleando la técnica de espectroscopia de absorción saturada es necesario utilizar dos haces de luz superpuestos que se propaguen en direcciones opuestas, de la misma frecuencia y muy cercanos a la resonancia. Generalmente existe una diferencia entre las intensidades de estos dos haces superpuestos, donde el haz que presenta mayor intensidad es conocido como haz de saturación, mientras que el haz de menor intensidad se le conoce como haz de prueba. La función del haz de saturación es bombear ópticamente a los átomos a un estado energético superior, de tal forma que no existe interacción con el haz de prueba, produciéndose un efecto de transparencia, es decir, existe un aumento en la intensidad de la luz transmitida. Este efecto ocurre en la vecindad de las frecuencias de resonancia, resultando la aparición de picos conocidos como *lamb dips* en el espectro, siendo sus anchos de línea principalmente dependientes del ancho natural de la transición, de la potencia del haz y del ancho de línea de emisión del propio láser. La Figura 4.1 muestra un espectro típico obtenido con esta técnica, el espectro corresponde a la transición $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 3, 4, 5\rangle$ del átomo de ^{133}Cs . En el espectro se observa que todos los picos aparecen montados sobre un pozo, conocido como pozo Doppler.

Cuando no existe el haz de saturación, el espectro de resonancias solo esta formado por el pozo Doppler donde su ancho de línea es tan grande que oculta las transiciones hiperfinas como se puede observar en la Figura 4.2.

Un láser semiconductor se estabiliza a una transición atómica empleando un lazo de amarre electrónico que obligue al láser a emitir en la frecuencia de resonancia. Este lazo de amarre utiliza una señal que contiene información acerca de la frecuencia de resonancia, la cual corresponde al máximo de uno de los picos que se presenta en el espectro.

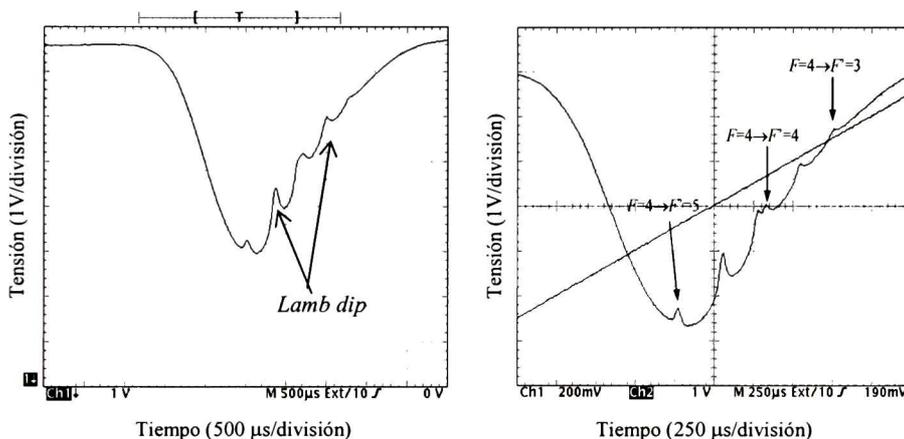


Figura 4.1. a) Espectro de resonancia del átomo de ^{133}Cs utilizando la técnica de espectroscopia de absorción saturada. b) Transiciones atómicas referentes al ^{133}Cs montadas en el pozo Doppler

Estos máximos pueden localizarse con la ayuda de la derivada de los espectros, conocida también como señal tipo dispersión (*dispersion-like signal*) [68], y que se emplea como señal de error en el lazo de amarre de los circuitos electrónicos. Señales como las que se muestran en la Figura 4.3 son las que se utilizan para realizar el amarre de un láser semiconductor.

La técnica que se emplea para obtener este tipo de señales de dispersión es conocida como espectroscopia de FM (Frecuencia Modulada), requiriendo hacer una modulación a la frecuencia del láser, $\omega(t)$. Es decir, se modula la frecuencia del láser alrededor de una frecuencia, ω' , "baja frecuencia", de modo que: $\omega(t) = \omega' + A_{\omega} \text{sen}(\omega_m t)$, y si se cumple la

condición de que la amplitud de modulación, A_ω , sea menor que el ancho de línea de la transición atómica, entonces la intensidad transmitida $S(\omega)$ puede escribirse de la siguiente manera: $S(t) = S(\omega') + \frac{d}{d\omega} S(\omega)|_{\omega=\omega'} A_\omega \text{sen}(\omega_m t)$. Si esta señal se multiplica por la señal de modulación $\text{sen}(\omega_m t)$ se obtiene una nueva señal que contiene la información de la primera más la información acerca de su primera derivada con respecto al tiempo. Los términos que dependen del tiempo pueden ser eliminados con la ayuda de un filtro paso-bajo obteniéndose una señal final conocida como señal de error: $\text{Paso_bajo}[S(t) \text{sen}(\omega_m t)] = \frac{A_\omega}{2} \frac{d}{d\omega} S(\omega)|_{\omega=\omega'}$ y que es la que se emplea para estabilizar un láser semiconductor.

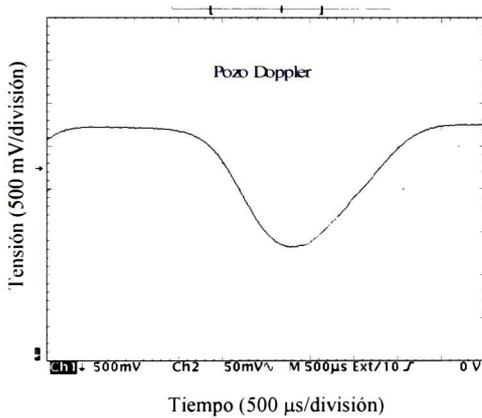


Figura 4.2. Espectro de resonancia formado únicamente por el pozo Doppler, en donde su ancho de línea es tan grande que oculta las transiciones hiperfinas

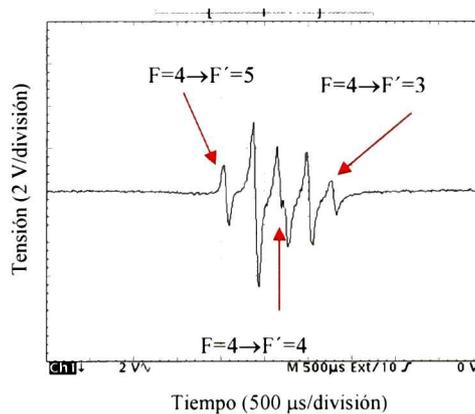


Figura 4.3. Señal tipo dispersión, conocida como señal de error necesaria para anclar el láser a una transición atómica

En la Figura 4.4 se muestra un diagrama del sistema óptico utilizado para estabilizar el láser maestro mediante la técnica de espectroscopia de absorción saturada. La luz emitida por el láser maestro pasa a través de un aislador óptico (AO), este dispositivo evita que la luz regrese al láser por efectos de reflexión y ocasione problemas de retroalimentación en el láser. Posteriormente la luz láser es alineada por un par de espejos (E), enseguida se toma una pequeña porción del haz mediante un cubo divisor de haz (DH) para formar un haz de poca intensidad (haz de saturación) y hacerlo pasar a través de una celda que contiene gas atómico de ^{133}Cs . Una vez que el haz ha atravesado la celda se coloca un cubo DH sin polarización, por donde pasa nuevamente el haz y con la ayuda de un espejo es retro-reflejado pasando nuevamente por el cubo DH para dividir el haz en dos porciones de la misma intensidad ($\approx 50\%$), una porción del haz continua su camino y pasa nuevamente por la celda de Cesio hasta llegar a un fotodetector (FD). La otra porción de luz que fue dividida por el cubo DH incide sobre un espejo y llega finalmente a otro fotodetector (FD) que se encuentra muy cerca del primero (haz de prueba). El haz de prueba contienen información de las transiciones montadas en el pozo Doppler referentes al ^{133}Cs , como se muestra en la Figura 4.1b, mientras que una de las porciones del haz contiene información únicamente del pozo Doppler, Figura 4.2. Estas señales se combinan en el detector, donde se sustrae el pozo Doppler de los espectros originales.

De esta manera se obtiene un espectro que carece de pozo Doppler y una señal que corresponde únicamente a las transiciones atómicas, como se observa en la Figura 4.5. Por otro lado, también se realiza una modulación de “alta frecuencia” en el láser, directamente a una de las entradas del láser (*phase control*). Con esta modulación se obtiene la derivada de las transiciones atómicas (Figura 4.3), y con la ayuda de un lazo de control se fija la frecuencia del láser a la transición atómica que se desee, para nuestro caso la transición atómica utilizada en el proceso de enfriamiento láser es la transición cíclica $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$ de la línea D_2 del ^{133}Cs .

El láser semiconductor utilizado en este experimento como láser maestro es del tipo DBR, con una potencia máxima de 5 mW (YOKOGAWA, modelo YL85XTW), emiten a una longitud de onda cercana a la línea D_2 del ^{133}Cs (aproximadamente 852 nm) asociada a la transición $|\sigma^2 S_{1/2}\rangle \rightarrow |\sigma^2 P_{3/2}\rangle$, con una dispersión en frecuencia de aproximadamente 1 MHz.

En la Figura 4.6 se muestra una fotografía del montaje de los láseres semiconductores que se utilizan para el experimento.

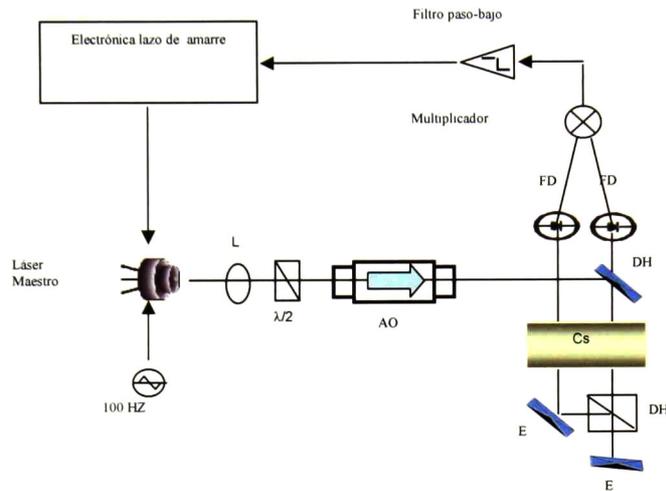


Figura 4.4. Arreglo utilizado para estabilizar en frecuencia el láser maestro empleando la técnica de espectroscopia de absorción saturada

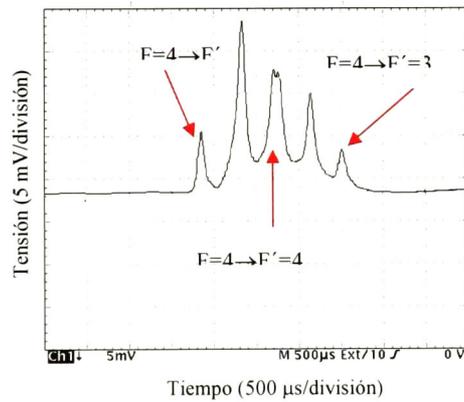


Figura 4.5. Transiciones atómicas para el Cesio-133 libres del pozo Doppler

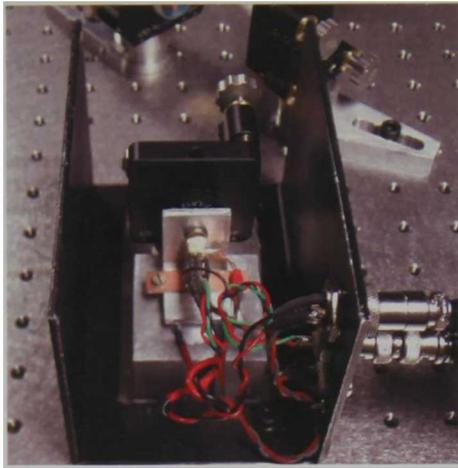


Figura 4.6. Láser semiconductor tipo DBR utilizado como láser maestro en el experimento de enfriamiento y confinamiento de átomos neutros de ^{133}Cs .

4.3 CORRIMIENTO EN FRECUENCIA DE LA LUZ LÁSER

En el proceso de enfriamiento de átomos es imperante el control de la frecuencia de la luz láser al nivel, por lo menos, de los cientos de kHz. Una vez que el láser maestro ha sido estabilizado, se utiliza la totalidad de su haz de luz para hacerlo pasar por unos elementos ópticos que proporcionan una solución a los requerimientos del corrimiento en frecuencia de la luz, estos dispositivos se conocen como Moduladores Acusto-Ópticos (AOM de sus siglas en inglés). El principio de funcionamiento de un AOM se basa en la interacción de los modos de vibración de una red cristalina conocidos como fonones y los fotones de un láser. Estas dos partículas poseen momento lineal y energía, por lo que al interactuar, los fotones pueden absorber o ceder energía a la red cristalina de manera cuantizada transfiriendo durante la interacción cantidad de momento. Cuando la luz sale de un AOM presenta un patrón en el que el máximo central corresponde a la luz que como efecto neto de la interacción conservó su energía o frecuencia inicial, a esta luz se le conoce como haz de orden cero. Tanto a la derecha como a la izquierda del máximo central se forman máximos secundarios que corresponden a los armónicos de la frecuencia de los fonones haciendo que la frecuencia de los fotones se corra hacia valores mayores y menores a la frecuencia del haz incidente en múltiplos de la frecuencia RF aplicada al AOM.

Cuando se varía el ángulo al que incide la luz láser de frecuencia ω_l , es posible cambiar las intensidades relativas de los diferentes armónicos, la forma de operación más común en los AOM consiste en buscar el ángulo que maximiza la intensidad de los armónicos +1 ó -1. La posición en la que incide el haz de luz sobre el AOM también es importante ya que la eficiencia en el corrimiento de frecuencia depende también de este parámetro. Normalmente los AOM se montan en bases giratorias que permiten orientaciones respecto al haz incidente a cualquier ángulo, estas bases giratorias a su vez se colocan sobre sistemas que permiten translaciones en dos dimensiones en el plano perpendicular a la mesa óptica.

Otros aspectos importantes a considerar en un AOM son los siguientes: corren eficientemente la frecuencia de la luz de una determinada longitud de onda, en un intervalo de longitudes de onda dentro de unas cuantas decenas de MHz. La intensidad en los diferentes armónicos es función de la amplitud y de la radio frecuencia RF aplicada al AOM, así como de las condiciones de enfoque del haz de luz incidente. El ángulo al que sale la luz de los armónicos es también función de la frecuencia de la señal RF, sin embargo, cuando se refleja la luz del primer armónico haciéndola regresar sobre su trayectoria inicial (esto se hace empleando un espejo). Después de este *doble pase* el ángulo de salida de la luz de primer orden se hace independiente de la frecuencia de la señal RF.

Por lo anterior, el proceso de optimización de la eficiencia en la difracción de la luz se realiza de la siguiente manera: En primer lugar, es importante seleccionan AOM's que permitan el corrimiento eficiente de la frecuencia de la luz en 852 nm. Comercialmente se encuentran AOM's cuya eficiencia en la difracción es óptima cuando la señal RF es de 80 MHz. Normalmente se trabaja con la luz de primer orden, ya sea +1 ó -1 y se efectúa el *doble pase* a través del AOM por lo que después del *doble pase* se tiene un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 160 MHz. Para armónicos de orden mayor la intensidad disminuye de manera exponencial. Como primer paso se enfoca el haz en la entrada del AOM. Para ello se emplea una lente plano-convexa, con la ayuda del sistema de desplazamiento en dos dimensiones se optimiza el paso de luz a través del AOM, cuyas aperturas son del orden de 1 a 3 milímetros. Posteriormente se utiliza la base giratoria para buscar el ángulo que maximiza la intensidad de la luz del orden deseado. Se buscan las

condiciones de mejor enfoque a fin de maximizar la potencia de la luz de primer orden empleando lentes plano-convexas de diferentes distancias focales y variando la potencia de la señal RF alrededor de 2 W.

En la Figura 4.7 indicamos el esquema de funcionamiento de un modulador acusto-óptico y en la Figura 4.8 se muestra un AOM montado en sus accesorios. Es importante mencionar que en el experimento se corrió el color de la luz del láser maestro al azul de la transición cíclica de enfriamiento $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$ aproximadamente 160 MHz con la ayuda de un AOM y posteriormente se corrió al rojo de la misma transición 172 MHz con otro AOM.

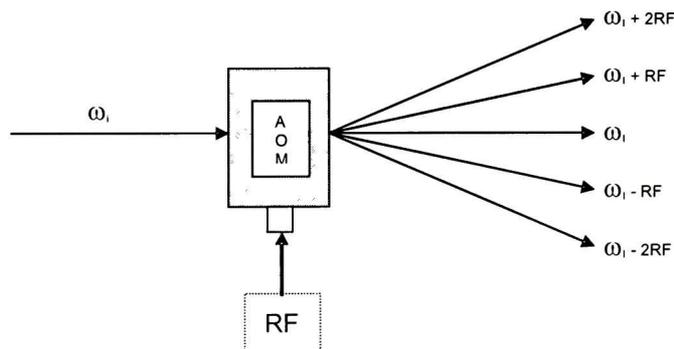


Figura 4.7. Esquema que indica el funcionamiento de un modulador acusto-óptico (AOM). La luz con frecuencia ω_i pasa a través del AOM descomponiéndose en armónicos de frecuencia $\omega_i + nRF$ donde n toma los valores: 0, ± 1 , ± 2 , ± 3 ,...etc.

El arreglo óptico de este corrimiento de luz se muestra en la Figura 4.9, donde se indica el corrimiento de la luz al azul, un valor de 80 MHz y posteriormente el corrimiento de la luz al rojo 86 MHz. Recordemos que la luz hace un doble pase por el AOM por lo que el valor de 80 MHz y 86 MHz es necesario multiplicarlo por dos. En esta Figura se observa que la luz procedente del láser maestro, pasa inicialmente por un lente (L) de una distancia focal determinada, enseguida por el AOM y nuevamente por otro lente (L), estos lentes pueden ser de la misma distancia focal pero no necesariamente. Esta configuración es conocida como ojo de gato. En este punto se selecciona la luz de primer orden (+1) con la ayuda de un obturador, se bloquea el haz de orden cero y el haz de primer orden (-1), posteriormente la luz pasa por un retardador de onda $\lambda/4$ hasta llegar a un espejo (E) donde es

retroreflejada. Este haz debe de regresar por el mismo camino y se debe tener cuidado de selección el haz adecuado. En su camino de ida como de regreso debe seleccionarse el haz de primer orden (+1). Este haz sigue su camino y ahora pasa por un segundo AOM en un arreglo similar, en este caso el haz que se selecciona es el de primer orden (-1) y se bloquean los demás haces con otro obturador. Después de que el haz realiza un doble pase por los dos AOM, la potencia del láser disminuye significativamente, debido a que la eficiencia de estos dispositivos es menor del 50%.



Figura 4.8. Modulador acusto-óptico. La flecha de color verde representa el haz de luz incidente (verde continuo), a la salida tenemos tres de los armónicos (flechas a trazos): -1 (luz corrida al rojo), 0 (luz incidente) y +1 (luz corrida al azul)

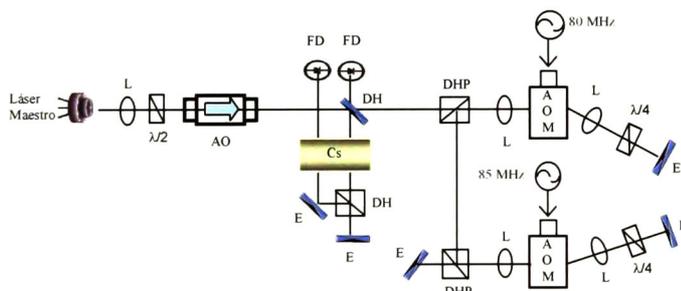


Figura 4.9. Arreglo óptico necesario para el corrimiento en frecuencia de la luz láser proveniente del láser maestro

Los Moduladores Acusto-Ópticos (AMO's) empleados en el experimento son fabricados con cristales de dióxido de telurio (marca NEOS, modelo 23080-3-LTD). Este dispositivo utiliza un controlador para su funcionamiento (marca Cristal Technology, modelo 1080AF-

AENO-2.0) con una potencia de salida de 2 W y una frecuencia central de operación de 80MHz \pm 1MHz. El dispositivo completo se observa en la Figura 4.10.

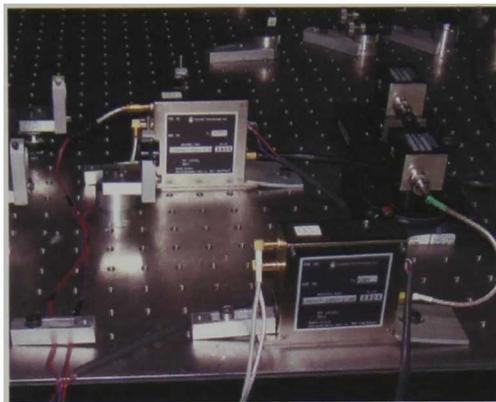


Figura 4.10. Arreglo de Moduladores Acusto-ópticos con su controlador

Para medir este corrimiento en frecuencia se utilizó un medidor de frecuencia (Universal Time Interval Counter, marca: Stanford Research Systems, modelo SR620) previamente calibrado, con una incertidumbre de medición de ± 10 Hz y con trazabilidad a un reloj de Cs de la División de Tiempo y Frecuencia.

4.4 INYECCIÓN DE LUZ AL LÁSER ESCLAVO

Una vez que la luz procedente del láser maestro ha sido corrida en frecuencia al rojo aproximadamente 12 MHz, se procede a inyectarla al láser esclavo. Para esto se utilizó un láser semiconductor circular de 852 nm y 50 mW de potencia (Bluesky VPSL-0852-050-x-9-C), que opera con una corriente nominal de trabajo de 50 mA \pm 5 mA para el diodo únicamente, ya que este tipo de láser no cuenta con sección DBR. En la Figura 4.11 se muestra un arreglo óptico en el cual se indica en un recuadro la sección donde se toma la luz que regresa del segundo AOM y que es inyectada al láser esclavo y de aquí a la trampa magneto-óptica. El principio físico que gobierna el fenómeno de inyección de luz a un oscilador esclavo de alta potencia mediante el uso de un oscilador maestro que opera a baja potencia, produce un haz de salida del oscilador esclavo en donde se suprimen los modos normales de oscilación del oscilador esclavo y aparece únicamente el modo de oscilación

inyectado [69]. Más referencias acerca de esta técnica para diferentes tipos de láseres se encuentran en [70-76]. El haz de luz inyectado tiene una potencia óptica de aproximadamente $200 \mu\text{W}$, cantidad de luz suficiente para lograr que el láser esclavo copie la frecuencia de la luz procedente del láser maestro. Cuando se logra una adecuada inyección de luz al láser esclavo y se selecciona la corriente óptima de este láser se alcanza la condición de máxima fluorescencia en la celda de vapor de átomos de ^{133}Cs como se observa en la Figura 4.12.

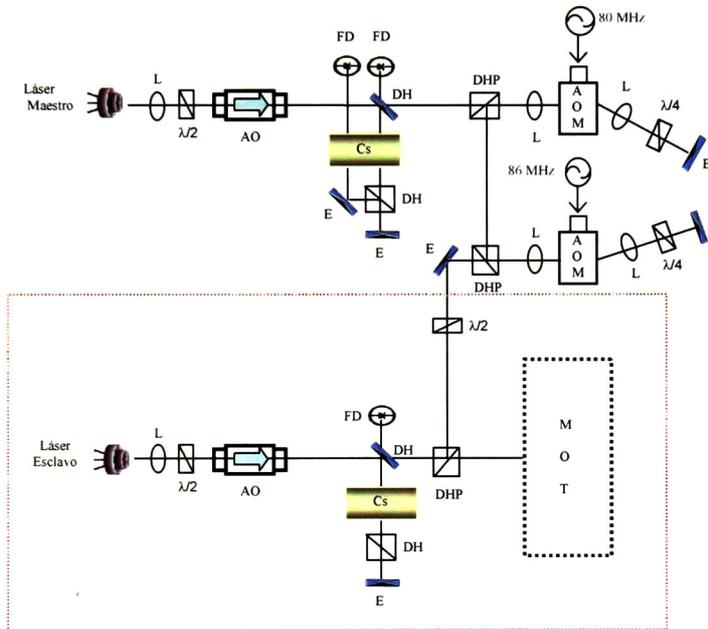


Figura 4.11. Arreglo óptico que indica la sección de inyección de luz procedente del láser maestro al láser esclavo y de éste a la MOT

Con el propósito de asegurar que el proceso de inyección de luz se ha realizado de la manera apropiada es posible realizar espectroscopia de absorción saturada con la luz que emerge tanto del láser esclavo como del láser maestro. Si el proceso de estabilización del láser esclavo por el método de inyección de luz se ha hecho correctamente entonces el espectro de saturación que produce el láser esclavo tiene la forma esperada con un cociente señal a ruido apropiado. Si el proceso de inyección de luz no es eficiente entonces el espectro de saturación que produce el láser esclavo presentará deformaciones o simplemente no se producirá.

Más aún, si el proceso de estabilización del láser esclavo por inyección de luz ha sido realizado adecuadamente entonces los dos espectros de saturación (el del láser maestro y el del láser esclavo) serán idénticos salvo un corrimiento a 12 MHz uno respecto del otro y el sistema estará listo para pasar a la siguiente etapa de preparación de la luz láser e introducirla en la MOT. En la Figura 4.13 se muestra el tipo de láser que se utilizó para el experimento.

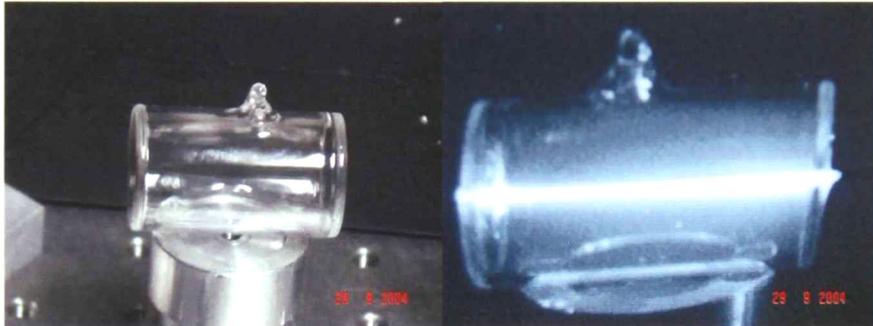


Figura 4.12. Luz láser en resonancia con el gas de Cs-133 contenido en la celda de vidrio

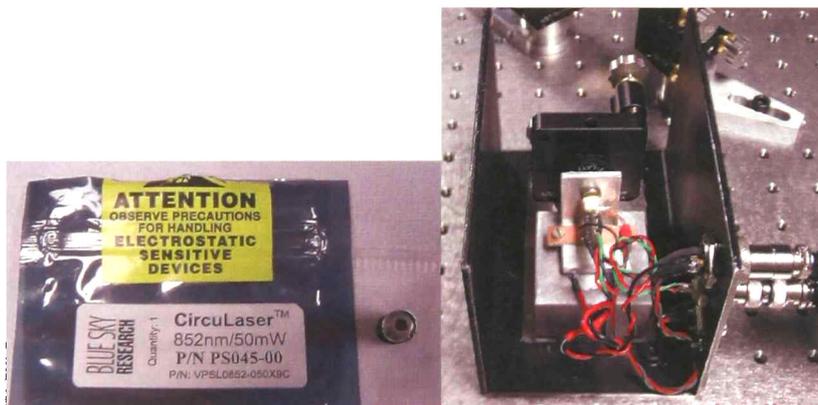


Figura 4.13. Láser circular de 50 mW de potencia que emite en la línea D_2 del Cesio, 852 nm.

4.5 FRACCIONANDO LA LUZ DEL LÁSER ESCLAVO

Una vez que se realiza espectroscopia de absorción saturada con una pequeña parte de luz procedente del láser esclavo, la otra parte continúa su camino para que el diámetro del haz sea incrementado hasta alcanzar un tamaño de aproximadamente 2 cm. Esto se logra

colocando una lente de objetivo de microscopio con una magnificación de 10X en conjunto con una lente de distancia focal adecuada para expandir el diámetro del haz láser desde 1.5 mm hasta 2 cm como se muestra en la Figura 4.14. En este experimento se usó un láser esclavo que emite a una longitud de onda cercana a la línea D₂ (aproximadamente 852 nm) asociada a la transición $|\sigma^2 S_{1/2}\rangle \rightarrow |\sigma^2 P_{3/2}\rangle$. Este láser presenta un modo Gaussiano espacial simple para campo lejano. La sección transversal de salida del haz de luz es circular (ver Figura 4.15) con una relación de circularidad de 1.2:1.0, lo que ocasiona que su distribución de intensidad sea altamente homogénea. Esta característica de emisión del láser esclavo evita la necesidad de utilizar algunos componentes ópticos adicionales, como por ejemplo, filtros espaciales con pinhole, otorgando la oportunidad de alimentar una gran parte de la potencia de salida del láser, directamente a la MOT, de manera muy eficiente.

Una vez amplificada la luz láser se fracciona en tres haces de igual intensidad utilizando divisores de haz polarizados y placas retardadoras de onda ($\lambda/2$). Con estos dos componentes ópticos es posible regular la cantidad de luz láser con la finalidad de que cada haz fraccionado cuente con la misma potencia.

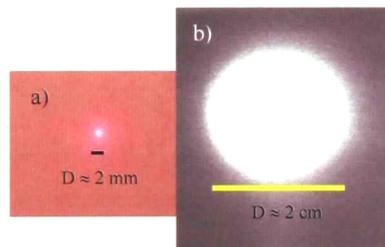


Figura 4.14. a) Spot del láser esclavo antes de ser amplificado, su diámetro es de aproximadamente 1.5 mm. b) Spot del mismo láser después de expandirlo hasta aproximadamente 2 cm

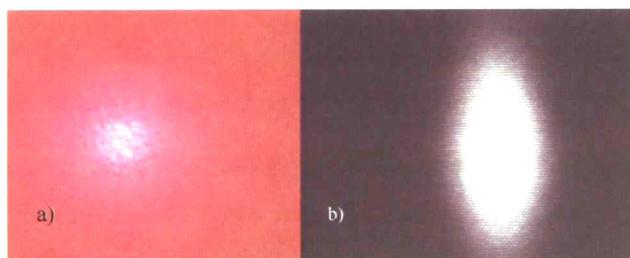


Figura 4.15. a) Spot de un láser circular. b) Spot de un láser elíptico

La potencia de los haces se mide con un medidor de potencia óptica marca Ophir Optronics, modelo Nova, con cabeza de fotodiodo de Silicio, sensible a 852 nm (ver Figura 4.16). Este medidor fue calibrado en el CENAM, tiene trazabilidad a un patrón de potencia con una incertidumbre nominal absoluta menor al 2%.



Figura 4.16. Medidor de potencia óptica con intervalos de medición de 30 mw hasta 30 nW.

Estos tres haces de luz se encuentran polarizados linealmente, sin embargo, el mecanismo de enfriamiento a utilizar “enfriamiento por gradientes de polarización” requiere la utilización de polarización circular, por lo que es necesario cambiar la polarización de cada uno de estos haces de lineal a circular antes de que entren a la cámara que contiene gas de Cesio-133 y que se encuentra a ultra alto vacío.

4.6 POLARIZACIÓN DE LA LUZ LÁSER

El mecanismo de enfriamiento por gradientes de polarización que se utilizó fue la configuración de polarización circular ($\sigma^+ - \sigma^-$) y que se explicó en la sección 3.5. En el arreglo de nuestra MOT se cuentan con tres pares de haces láser, dos pares en la horizontal y un tercer par en la vertical. Cada uno de estos haces presenta polarización lineal (horizontal o vertical) y para cambiarla a circular, es necesario colocar placas retardadoras de onda $\lambda/4$ en las ventanas, antes de que el haz sea introducido a la MOT y de la misma

manera después de haber atravesado la cámara esférica, es decir en su camino de regreso. Trabajar con placas retardadoras $\lambda/4$ es relativamente sencillo, pero es importante considerar el ángulo θ entre el vector de campo eléctrico del haz incidente polarizado linealmente y el plano principal del retardador. Es decir, si el ángulo entre el haz incidente y la placa retardadora es $\pm 45^\circ$ el haz emergente será polarizado circularmente, como se aprecia en la Figura 4.17.

Para fijar la polarización relativa de los tres haces, primero se identifica el mismo eje para las tres placas retardadoras $\lambda/4$, colocadas antes de que la luz incida en la cámara de vacío, enseguida se identifica el vector de campo eléctrico del haz de incidencia polarizado linealmente, a continuación se selecciona el ángulo de $+45^\circ$ o -45° dependiendo de la polarización que se desee obtener en los haces de incidencia, polarización circular a la derecha o polarización circular a la izquierda. Es importante mencionar que los tres haces de incidencia deben de tener la misma polarización circular (derecha o izquierda) y los tres haces retroreflejados la polarización contraria a la de incidencia. Para los haces que tienen la misma polarización (haces orientados en la dirección horizontal), el eje se fija a un ángulo de 45° en el sentido de las manecillas del reloj con respecto al eje de la polarización lineal del haz láser. Para el haz que se propaga en la dirección vertical, el eje es orientado 45° en contra de las manecillas del reloj con respecto a la polarización lineal del haz. Esta orientación se fija dentro de una incertidumbre de $\pm 5^\circ$. La orientación de las placas $\lambda/4$ colocadas después de que los haces han atravesado la cámara de vacío (placas de los haces retroreflejados) es arbitraria. En este caso, la orientación de estas placas es útil solo para ubicar el haz retroreflejado en su trayectoria de regreso.

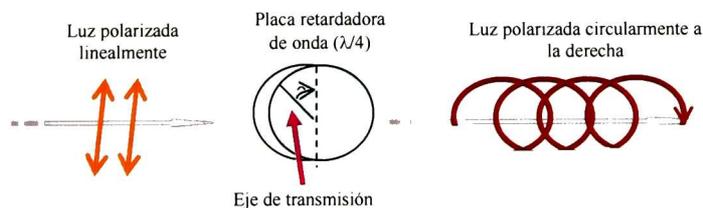


Figura 4.17. En el diagrama se indica como la luz que tiene polarización lineal al atravesar la placa retardadora de onda $\lambda/4$ cambia su polarización a circular

Un componente importante es el aislador óptico. Este dispositivo debe de ser colocado en algún lugar en la trayectoria del haz antes de ser fraccionado, ya que si por alguna razón la superposición de los haces de incidencia con los haces retroreflejados es perfecta en todo su camino, entonces se corre el riesgo de dañar al láser con la alimentación de la luz retroreflejada. Especial cuidado debe tenerse al superponer los haces de incidencia y retroreflejados. Esta superposición sólo es necesaria en la cámara de vacío, después de que los haces retroreflejados han abandonado la cámara, es preferible que estén ligeramente desalineados con el objeto de no dañar al láser.

Es importante mencionar que el tamaño de los haces se debe mantener constante y de aproximadamente 2 cm durante todo el recorrido dentro de la cámara de vacío, tanto en su camino de ida como de regreso ya que el número de átomos atrapados es función directa del tamaño de los haces de enfriamiento. Mientras mayor es el diámetro de los haces de enfriamiento, menos crítica es la alineación. También es necesario cuidar que el tamaño de los haces no sobrepase la sección efectiva de trabajo de la óptica por la que atraviesa, como son los lentes, las placas retardadoras o los espejos, debido a que esto reduciría la intensidad de los haces y la circularidad de los mismos.

4.7 LÁSER DE REBOMBEO

La MOT frecuentemente es operada entre el estado hiperfino superior fundamental ($F = 4$) y el estado hiperfino de mayor energía ($F' = 5$). Esta transición se conoce como cíclica, ya que los átomos en el estado $F' = 5$ decaen al estado $F = 4$ con probabilidad de 1, y se esperaría que los átomos que se encuentran en esta transición cíclica no decaigan directamente al estado hiperfino más bajo ($F = 3$) ya que debido a las reglas de selección, estos átomos tienen prohibido este decaimiento directo, sin embargo, fuera de la resonancia, la excitación de otros estados $|6^2 p_{3/2}\rangle$ esta permitida y se produce el decaimiento al estado hiperfino fundamental más bajo $|6^2 s_{1/2}, F = 3\rangle$ lo que ocasiona que se remuevan átomos del ciclo de enfriamiento. Por esta razón, es necesario contar con un tercer láser (llamado de rebombeo) y sintonizarlo a la transición de rebombeo $|6^2 s_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 4\rangle$, con el fin de que bombee los átomos nuevamente al estado $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle$ y restaure el ciclo de enfriamiento.

El láser de rebombeo que es de las mismas características que el láser maestro se encuentra ubicado a una distancia de aproximadamente 8 m de la MOT. Esta última condición se debe a características propias de los recursos materiales de la División de Tiempo y Frecuencia del CENAM. La distancia relativamente grande de 8 m ocasiono algunos pequeños problemas para introducir la luz a la MOT, como son: pérdida en la potencia y dispersión del haz debido a la distancia que recorre. Este problema se solucionó con un arreglo especial de espejos ya que sólo es necesaria una pequeña porción de luz del láser de rebombeo, aproximadamente 1 mW para que la MOT trabaje adecuadamente. Por lo que respecta a la distorsión del haz, ésta se corrigió con algunos espejos convexos.

Para tener mayor control en la alineación de los haces de luz incidentes en la MOT, se decidió mezclar el haz del láser de rebombeo con el haz del láser esclavo antes de que este último fuera amplificado. De esta manera el experimento presenta menos grados de libertad en la alineación del mismo. En la Figura 4.18 se muestra el arreglo óptico utilizado en el cual se aprecia la ubicación del láser de rebombeo y como el haz es mezclado con el láser esclavo antes de que la luz se introduzca a la MOT.

En este láser se utiliza la misma técnica para su estabilización que la del láser maestro. Los requerimientos que se necesitan para que este láser opere de manera eficiente en la MOT son mínimos siendo indispensable solamente que se encuentre bien anclado a la frecuencia de rebombeo y que la alineación sea adecuada hasta el punto en que se combina con el láser esclavo. Posteriormente es suficiente alinear el láser esclavo para que este quede también alineado. Este láser es de 5 mW de potencia (YOKOGAWA, modelo YL85XTW), emite a una longitud de onda cercana a la línea D₂ del Cesio (aproximadamente 852 nm) asociada a la transición $|6^2 s_{1/2}\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}\rangle$, con una dispersión en frecuencia de aproximadamente 1 MHz. En la Figura 4.19 se muestra el láser que se utilizó como láser de rebombeo.

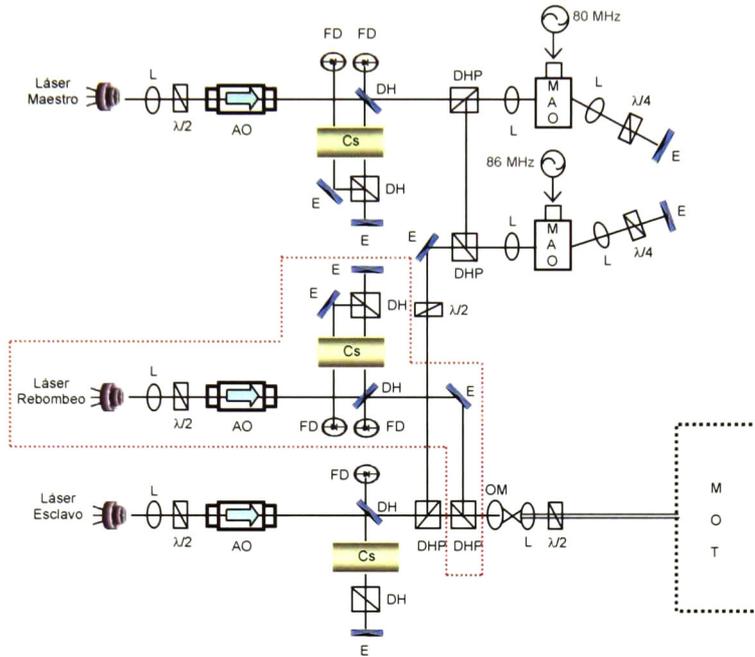


Figura 4.18. Diagrama esquemático del arreglo óptico de la MOT del CENAM. Con líneas punteadas se indica la ubicación del láser de rebombado y como es combinado con el láser esclavo. E denota a un espejo, $\lambda/4$ corresponde a una placa retardadora de $1/4$ de onda, $\lambda/2$ representa una placa retardadora de $1/2$ onda, DH es un divisor de haz, DHP corresponde a un divisor de haz con polarización, MAO es un modulador acusto-óptico, L representa un lente, AO es un aislador óptico, OM corresponde a un objetivo de microscopio, FD representa un fotodetector, MOT es la trampa magneto-óptica y Cs representa al gas de Cesio

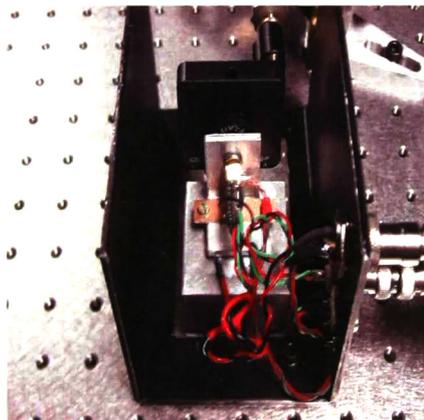


Figura 4.19. Láser de rebombado de 5 mW de potencia, cuyas características metrológicas son idénticas a las del láser maestro.

4.8 SISTEMA DE VACÍO

La MOT esta integrada por una cámara de forma esférica de acero inoxidable (AISI 304), fabricada por MDC Vacuum Products Corp., contiene 12 puertos, de los cuales 8 tienen ventanas de sílice fundida con recubrimiento antirreflejante a 852 nm por ambos lados; las otras 4 ventanas se encuentran colocadas en dos cámaras cúbicas, también de acero inoxidable, que están ensambladas a la cámara esférica. Las 12 ventanas fueron fabricadas por Insulator Seal. Como una de las tareas iniciales de este trabajo, se midió la homogeneidad del recubrimiento antirreflejante de las 12 ventanas de sílice fundida colocadas en bridas de acero inoxidable tipo conflat de 7 cm de diámetro. Para medir la homogeneidad de las ventanas se realizó un arreglo óptico, como el que se muestra en la Figura 4.20. Se utilizó una pequeña fracción de luz del láser maestro (láser de baja potencia) y se hizo incidir en la ventana de sílice, un detector de potencia óptica (Hamamatsu S1337 1010BQ) se colocó en la trayectoria del haz, es decir, antes y después de que el haz atravesara la ventana. Se midió la intensidad de la luz láser transmitida como función del voltaje generado por el detector. El voltaje fue registrado en un multímetro y la adquisición de datos se realizó en una PC mediante un software en LabView diseñado para tal fin. Se realizó un barrido en la ventana óptica a partir de su centro geométrico hasta recorrer un radio de 2 cm. Cada punto de medición se realizó con una separación de 0.5 cm y para cada punto de medición en la ventana se realizaron 20 pares de mediciones, cada par de mediciones consistió en colocar el detector antes de que la luz láser incidiera en la ventana y después de haber atravesado la misma.



Figura 4.20. Arreglo óptico utilizado para medir la homogeneidad de las 12 ventanas de sílice fundida

Una vez conocido el coeficiente de transmisión para cada una de las ventanas, se procedió a la realización de la siguiente etapa correspondiente al ensamble del sistema. Para ello, todas las ventanas se limpiaron con alcohol eliminando cualquier suciedad presente. Posteriormente, tanto la cámara esférica como las cámaras cúbicas se limpiaron cuidadosamente inicialmente con una solución jabonosa al 50% (50% jabón-50% agua) y luego con acetona. Una vez limpia la cámara esférica se ensambló con las 8 ventanas de sílice fundida (montadas en bridas de acero inoxidable), y esta cámara se ensambló con las cámaras cúbicas que ya tenían colocadas las ventanas de sílice fundida. Para estos ensambles se utilizaron sellos de cobre, útiles en el proceso de sellado de ambas partes. Un torquímetro fue útil para distribuir la fuerza aplicada a cada tornillo en el ensamble. Las 12 ventanas con recubrimiento antirreflejante fueron colocadas estratégicamente tanto en la cámara esférica como en las cámaras cúbicas. Una vez ensamblado el conjunto se limpió cuidadosamente con acetona. En la Figura 4.21 se muestra una fotografía de la cámara esférica en donde se indican sus dimensiones y en la otra sección de la misma figura se muestra la cámara esférica ensamblada con las dos cámaras cúbicas, y las 12 ventanas colocadas estratégicamente entre las tres cámaras. Algunos puertos de las cámaras cúbicas y de la esférica quedaron ciegos (tapados con bridas tipo conflat de acero inoxidable).

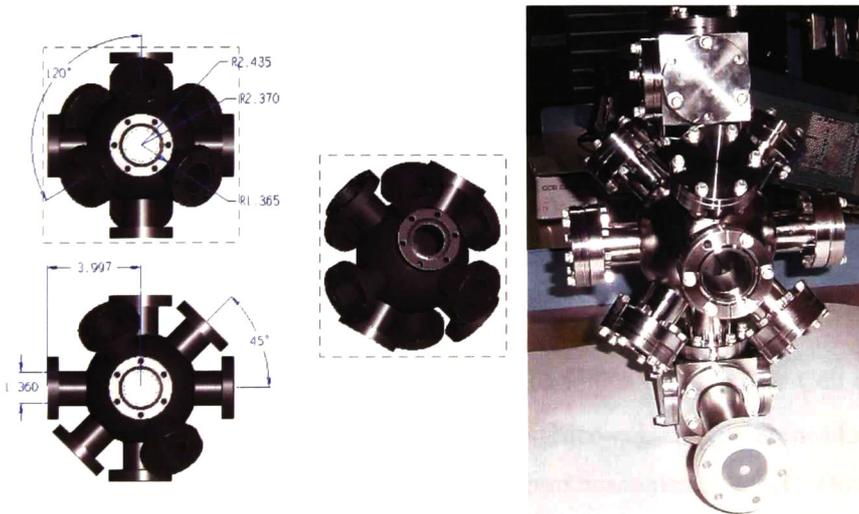


Figura 4.21. Ensamble de la cámara esférica con las 12 ventanas y dos cámaras cúbicas

Este conjunto de cámaras es conectado al sistema de vacío y al depósito de Cesio. El Cesio se introduce a la cámara esférica en estado gaseoso mediante una válvula de titanio. Cuando las cámaras cúbicas se encuentran ensambladas con la cámara esférica y las 12 ventanas de sílice fundida, entonces se inicia la etapa de vacío preliminar al sistema. Lo anterior se realiza de la siguiente manera: primero se hornea la bomba iónica, es decir, se calienta el sistema con un par de resistencias colocadas en el exterior de la bomba hasta una temperatura de aproximadamente 300 °C durante varios días. Este paso preliminar se muestra en la Figura 4.22. Una vez transcurrido el periodo de horneado y cuando la bomba iónica se encuentra a temperatura ambiente y libre de humedad, se retiran las resistencias de calentamiento y se ensambla este sistema de vacío a la extensión del conjunto de las cámaras esférica-cúbicas como se muestra en la Figura 4.23.

Para ensamblar las cámaras con el sistema de vacío fue necesario contar con una atmósfera inerte con el fin de que el sistema no se contaminara durante el ensamble. Una vez listo el arreglo de las cámaras esférico-cúbicas con la bomba iónica se realizó el vacío, hasta alcanzar una presión de vacío del orden de 10^{-8} Pa

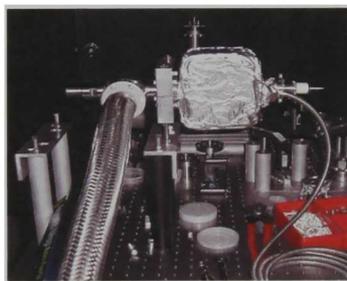


Figura 4.22. Horneo de la bomba iónica a temperatura de aproximadamente 300 °C

La velocidad de bombeo fue de 22 l/s con una bomba iónica del tipo Star Cell (Vacion Plus 20). Posteriormente el arreglo de las cámaras esférico-cúbicas fue horneado por un lapso de tres días hasta alcanzar una temperatura de aproximadamente 300 °C. Después de este lapso de tiempo, se retiraron las resistencias y el sistema se enfrió a razón de 1 °C/min hasta llegar a la temperatura ambiente. Una vez frío todo el sistema (20 °C), las cámaras esférico-cúbicas se colocaron en un soporte de acero inoxidable y en una placa de

aluminio, esta última útil para soportar el arreglo de la óptica necesaria para la inyección de la luz láser a la cámara esférica. Lo anterior se muestra en la Figura 4.24.

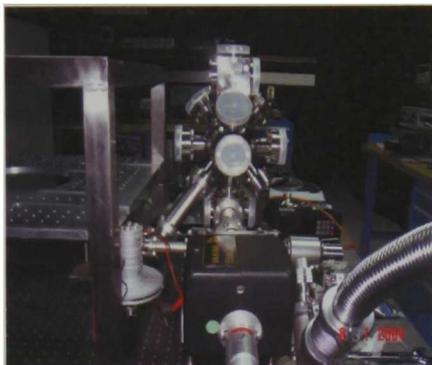


Figura 4.23. Ensamble del sistema de vacío con las cámaras esférico-cúbicas

Es importante mencionar que se realizaron pasos preliminares en el vacío, es decir, antes de utilizar la bomba iónica se utilizó una bomba de diafragma con velocidad de bombeo de 30 l/min en serie con una bomba turbomolecular de 240 l/s .



Figura 4.24. Sistema de vacío, conjunto de cámaras esférico-cúbicas y soportes

Otro punto importante a destacar es que las bobinas para generar el campo magnético se ensamblaron con el conjunto de las bombas esférico-cúbicas por medio de unos tornillos de sujeción. Al inicio, la presión de vacío en la cámara esférica es monitoreada por medio de un medidor iónico colocado en el interior de la cámara, posteriormente solamente se monitorea con el controlador dual de la bomba iónica.

Con el nivel de vacío alcanzado (10^{-8} Pa), se inicia la saturación de las paredes internas de la esfera con gas de ^{133}Cs , con lo cual cambia drásticamente el nivel de vacío llegando a ser del orden de 10^{-5} Pa. El gas de ^{133}Cs se introduce a la esfera mediante un depósito que se encuentra colocado en uno de los puertos de la cámara esférica y con la ayuda de una válvula de titanio, el gas de ^{133}Cs entra de manera controlada a la esfera. Inicialmente fue necesario calentar este depósito por espacio de dos días para que el gas fluyera libremente dentro de la esfera, posteriormente el flujo de gas de ^{133}Cs se controla únicamente con la válvula de titanio. Es posible que puedan estar presentes algunos otros elementos dentro de la cámara esférica, como lo son átomos de Hidrógeno, Nitrógeno, Oxígeno, o algún otro elemento contaminante. Sin embargo, la cantidad de contaminantes al interior de la esfera es suficientemente baja.

En principio, la presión de Cesio en nuestro experimento es proporcional a la presión de vapor de Cesio en el contenedor. La presión de vapor de saturación P_s se puede obtener mediante la expresión [77] como:

$$\log (P_s/\text{Torr}) = a + bT^{-1} + cT + d \log T \quad (4.1)$$

donde $a = -219.48200$, $b = 1088.676$, $c = -0.08336185$ y $d = 94.88752$ para la fase sólida del Cesio y para temperaturas menores a $T \leq 28.39$ °C y $a = 8.221227$, $b = -4006.048$, $c = 0.00060194$ y $d = -0.19623$ para la fase líquida del Cesio.

4.9 GENERACIÓN DE CAMPO MAGNÉTICO

Para confinar los átomos en la MOT es necesario producir un campo magnético que varíe linealmente a lo largo de las tres dimensiones espaciales, en el volumen de intersección de los tres pares de haces láser de la MOT. Este campo magnético puede ser generado usando típicamente dos bobinas colocadas en configuración anti-Helmholtz, donde la distancia media de separación entre ellas debe ser igual al radio de cada una de las bobinas y la corriente que circula por cada una de estas bobinas tiene dirección opuesta [29]. Este campo magnético tiene la cualidad de desdoblar los niveles

de energía de los átomos, de tal manera, que el desdoblamiento de los niveles depende de la posición, existiendo así un punto donde la intensidad del campo magnético es mínima.

La relación entre el campo magnético \mathbf{B} y la corriente I de un par de bobinas de Helmholtz es:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 IN_v}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{r} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad (4.2)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética, N_v es el número de vueltas que tiene cada una de las bobinas y \mathbf{r} es el vector de posición del punto donde se calcula el campo magnético, \mathbf{r}' representa un punto en el borde la bobina. Para fabricar estas dos bobinas, se diseñó y construyó un carrete de aluminio, la base de este carrete se cubrió con papel aislante, se le hicieron dos orificios al carrete, uno para introducir el alambre a enrollar y el segundo para sacar el extremo final del alambre una vez hecha la bobina. En el carrete de aluminio se enrollaron 26 vueltas de alambre de cobre, tipo magneto, calibre 18, esmaltado. Cada una de estas vueltas estuvo formada por 25 alambres y en cada vuelta se aplicó una capa de pintura aislante, resistente a la temperatura; Una vez enrolladas las 26 vueltas de alambre se aplicó una capa de mayor espesor de la misma pintura aislante. Los dos orificios hechos en el carrete se sellaron con un pegamento resistente a la temperatura, con dos propósitos, el primero, para no dañar el esmalte del alambre al rozar con la periferia del orificio, ya que si esto sucede la bobina entra en corto y no es útil para la aplicación requerida y segundo, para que el alambre de cobre no tuviera libertad de movimiento. Para asegurar que ambas bobinas reciban la misma corriente, estas se conectaron en serie. Con este arreglo, las bobinas pueden considerarse como una sola bobina la cual es alimentada por una sola fuente de corriente. Las bobinas terminadas se muestran en a Figura 4.25 donde también se indican sus dimensiones. En la Figura 4.26 se muestran las bobinas ensambladas junto con todo el sistema, la cámara esférica, el soporte, la placa, el sistema de vacío y las cámaras cúbicas.

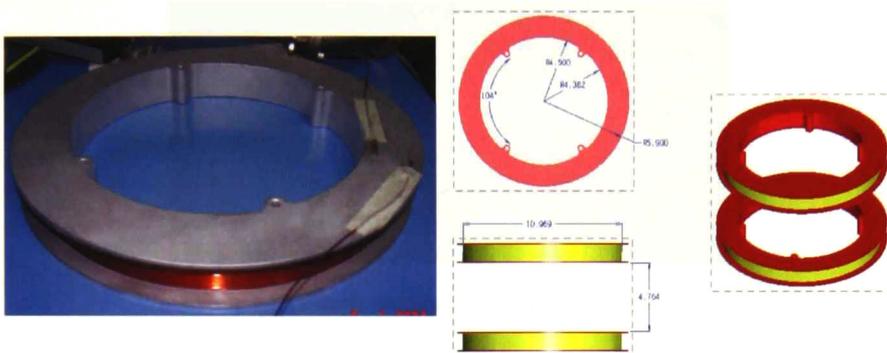


Figura 4.25. Bobinas fabricadas con alambre de cobre calibre 18

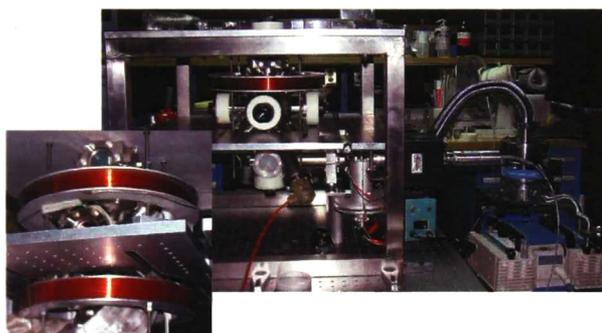


Figura 4.26. Ensamble de la MOT que incluye las dos bobinas

El gradiente de campo magnético en la MOT se crea por un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz de 22 cm de diámetro interno, 28 cm de diámetro externo, con una separación entre ambas de 12 cm. Estas bobinas se alimentan con una fuente de corriente marca Kepco, modelo BOP 50-2M (Figura 4.27) que provee 2 A de corriente a cada una de las bobinas, generando un gradiente de campo magnético de aproximadamente 5.3 Gauss/cm a lo largo del eje de simetría de las bobinas. Cuando se requiere modificar el valor de este gradiente de campo magnético en las bobinas, sólo se cambia la corriente de alimentación en las mismas.



Figura 4.27. Fuente de alimentación para las bobinas

4.10 OPERACIÓN DE LA MOT

Nuestra MOT utiliza una configuración de 3 pares de haces láser mutuamente ortogonales, es decir, 2 pares de haces se propagan en dirección horizontal, mientras que el tercer par lo hace en dirección vertical. Cada par de haces esta formado por dos ondas viajeras, una onda se propaga en una dirección y la otro en la dirección opuesta, con la finalidad de formar una onda estacionaria con la superposición de las dos ondas viajeras. En esta sección se mencionan algunos detalles experimentales para acoplar la luz dentro de la cámara esférica con la menor cantidad de pérdidas posibles así como una buena alineación. La mayor parte de la óptica que se utiliza en el arreglo experimental, tales como lentes, espejos, placas retardadoras de onda, etc., es de tamaño estándar, de aproximadamente 2.5 cm de diámetro, excepto para la sección del arreglo en donde se amplifica la luz láser para incrementar el diámetro del haz y en la sección donde se realiza la retroreflección de los haces de luz. En estas zonas del arreglo se utiliza óptica de mayor tamaño, aproximadamente 5 cm, ya que el utilizar óptica pequeña puede provocar pérdidas significativas en potencia, debido a que el haz atraviesa por la parte central de la sección efectiva de los componentes ópticos y pequeños desalineamientos pueden ocasionar que parte del haz se salga del componente óptico. Utilizar componentes ópticos de 5 cm simplifica considerablemente la alineación ya que el diámetro de los haces de enfriamiento es mucho más pequeño en tamaño que la óptica utilizada. Otro beneficio que se puede tener en el arreglo, es el uso de espejos dieléctricos a lo largo de la trayectoria de los haces de luz ya que minimizan las pérdidas de potencia. En la mayor parte del arreglo óptico se utilizan monturas de altura pequeña (aproximadamente 4 cm) respecto a la mesa óptica, excepto para introducir la luz a la cámara esférica, donde la altura de las monturas es

considerable debido a que la cámara esta sostenida por una base de forma cúbica de grandes dimensiones.

El procedimiento para alinear los 3 pares de haces que son introducidos en la cámara esférica es el siguiente: Primero se balancea la potencia de cada uno de los 3 haces de entrada, es decir, con un medidor de potencia óptica calibrado, aseguramos que cada uno de los 3 haces tenga la misma potencia y que esta sea la óptima. Cada haz debe ser alineado cuidadosamente para que incida de manera normal a la superficie de la ventana óptica además debe de estar centrado en el área de la ventana. Para ello, se utiliza un diafragma con el cual se disminuye el diámetro del haz tanto como es posible, enseguida se coloca una máscara con un orificio en su centro en la ventana óptica, se introduce el haz que tiene un diámetro de aproximadamente 2 mm por este orificio y se verifica que salga del mismo modo por la ventana colocada en el otro extremo de la cámara y que también cuenta con una máscara. Logrado lo anterior, se retiran las mascararas de las ventanas y se incrementa el diámetro del haz hasta conseguir el tamaño deseado. El mismo procedimiento se aplica para los otros dos haces de entrada. Mediante este procedimiento nos aseguramos que los haces pasan por el centro geométrico de la cámara esférica. Ahora es necesario superponer los haces retroreflejados con los haces incidentes y la manera en como realiza esta alineación es trabajando solamente con un par de haces a la vez, es decir, se cancela la entrada de luz láser a la cámara proveniente de los otros dos haces, enseguida se maximiza la polarización en el haz retroreflejado con la ayuda del retardador de onda $\lambda/4$ y en alguno de los componentes ópticos que se encuentran en la trayectoria de entrada de la luz a la cámara, se observa el haz retroreflejado. Cuando este esta correctamente alineado aparece al centro del componente óptico, cuando no es así, entonces es necesario realizar algunos ajustes con el espejo del haz retroreflejado hasta lograr que se encuentre en el área central del componente óptico, por ejemplo, en el centro de un cubo divisor. El mismo procedimiento se sigue para los otros dos haces retroreflejados.

En la Figura 4.28 se muestra el arreglo óptico utilizado en el proceso de enfriamiento y atrapamiento de átomos ultra-fríos de Cesio-133. Una vez, realizado el procedimiento anterior y cuando los haces de luz se encuentran alineados al interior de la cámara esférica, se realiza el amarre en frecuencia del láser maestro y del de rebombeo y en este momento se ponen a trabajar las bobinas. Con la ayuda de una cámara de alta velocidad de video sensible al infrarrojo colocada en uno de los puertos de la esfera, se observa al interior de

la esfera una nube de átomos ultra fríos de forma irregular. Son necesarios pequeños ajustes en la alineación de los haces retroreflejados para obtener una nube de forma esférica. No obstante, contar con una nube de forma esférica, no asegura tener el mayor número de átomos en la MOT. Para optimizar el número de átomos (no la forma de la nube) es necesario colocar un fotodetector en alguno de los puertos disponibles de la esfera y realizar pequeños ajustes en la alineación de los haces retroreflejados, con la finalidad de monitorear una señal de potencia que nos asegure el mejor cociente señal a ruido y de esta manera tener también la mayor cantidad de átomos atrapados en la MOT al operarla con determinados parámetros de operación.

La mayoría de las MOT's que tienen más de 10^6 átomos operan en un régimen de densidad constante. Es decir, cuando cambia el número de átomos contenidos en la MOT cambia el volumen de atrapamiento. El límite máximo para el número total de átomos contenidos en una MOT es determinado por el tamaño y la forma de los haces, así como por el perfil de intensidad de los mismos.

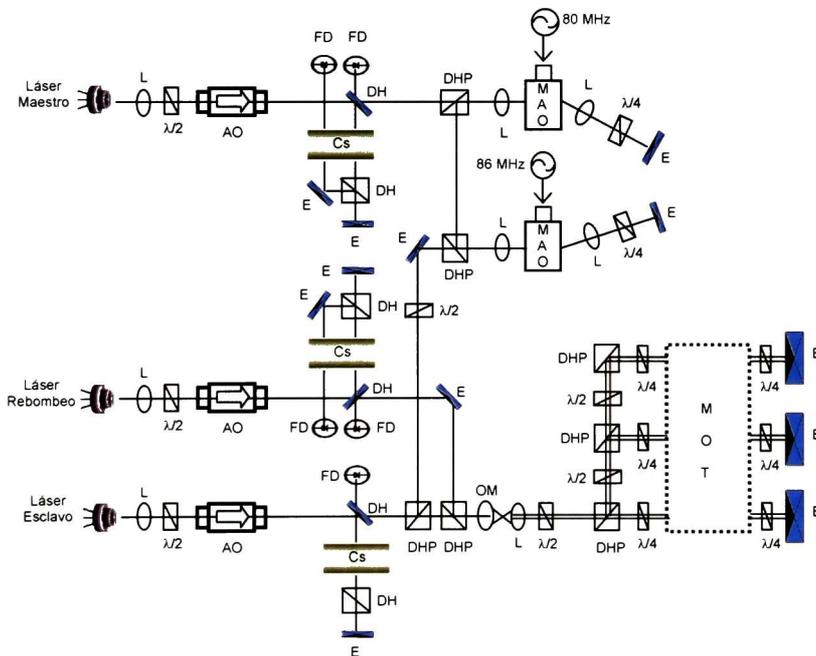


Figura 4.28. Diagrama esquemático del arreglo óptico de la MOT del CENAM. Donde E denota a un espejo, $\lambda/4$ corresponde a una placa retardadora de $1/4$ de onda, $\lambda/2$ representa una placa retardadora de $1/2$ onda, DH es un divisor de haz, DHP corresponde a un divisor de haz con polarización, MAO es un modulador acusto-óptico, L representa un lente, AO es un aislador óptico, OM corresponde a un objetivo de microscopio, FD representa un fotodetector, MOT es la trampa magneto-óptica y Cs representa al gas de Cesio.

En nuestro experimento, cada uno de los haces de enfriamiento tiene parámetros que cambian alrededor de los siguientes valores: potencia de 5 mW, diámetro de 1.9 cm e intensidad de 1.52 mW/cm^2 y gradiente de campo magnético de 5.3 Gauss/cm. La Figura 4.29 muestra una vista total de nuestra MOT.

El siguiente paso es la caracterización de la MOT. La caracterización de la MOT involucra la medición del número de átomos atrapados en la misma como función de varios parámetros de operación, entre ellos, la intensidad de la luz láser, el diámetro de los haces de luz, el corrimiento en frecuencia del láser y el gradiente de campo magnético.

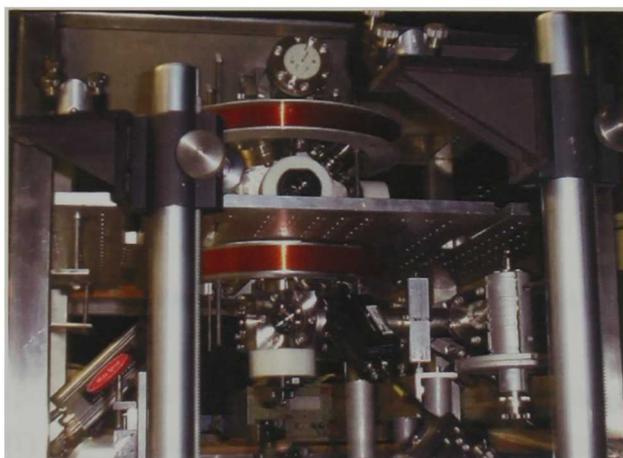


Figura 4.29. Vista total de la MOT que se encuentra en operación en el CENAM

Como se mencionó antes, se colocó en uno de los puertos de la cámara esférica, una cámara de alta velocidad (Mega Speed, modelo CPL MS-4K, CCD), sensible a 852 nm, para observar inicialmente la fluorescencia de la luz láser y posteriormente la formación de la nube de átomos fríos. En otro puerto de la misma cámara se colocó un fotodetector previamente calibrado, conectado a un amplificador, este a un multímetro y finalmente a una PC para registrar las mediciones la potencia óptica emitida por la nube de átomos ultra-fríos. En la Figura 4.30 se indican algunas de las partes esenciales de la MOT.

Para conocer el comportamiento de la MOT y para determinar el valor de los parámetros de operación ideales, se realizaron una serie de experimentos, variando las variables de operación de la MOT. Estos experimentos consisten en obtener el mayor número de átomos atrapados con las mejores condiciones posibles de operación dentro de la MOT.

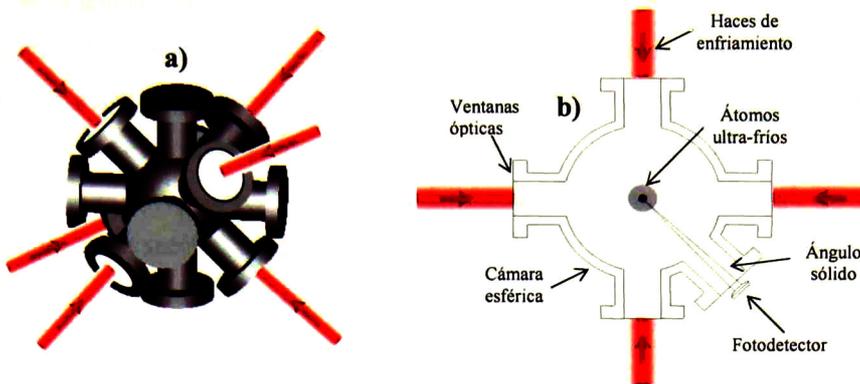


Figura 4.30. a) Esfera de acero inoxidable con 12 puertos, 8 tienen ventanas con recubrimiento antirreflejante por ambos lados a 852 nm. Estas ventanas presentan un coeficiente de transmisión mayor al 99%. 6 de estas ventanas se emplean para introducir los haces de enfriamiento a la MOT, una ventana más es para el fotodetector y otra para la cámara de alta velocidad. b) Vista lateral de la MOT donde se indica la posición del fotodetector.

4.11 SISTEMA DE DETECCIÓN DE FLUORESCENCIA

La medición de la potencia de la luz emitida por los átomos atrapados (átomos que forman la nube en la MOT) se realiza mediante la detección de los fotones emitidos después de que los átomos son excitados por los haces de luz láser, sintonizados en la transición atómica de interés. Estos fotones son registrados con un fotodetector previamente calibrado. Solamente una proporción de fotones llegan al detector comparados con el número total de fotones emitidos en todo el espacio, debido a que la fluorescencia de la luz emitida por los átomos se presenta de manera isotrópica, por lo que es necesario, colocar adecuadamente el fotodetector para que su superficie reciba de manera perpendicular la fluorescencia emitida por los átomos evitando que luz dispersa en el laboratorio sea registrada por el fotodetector. El coeficiente señal a ruido de la detección de átomos depende de la colección eficiente y del arreglo óptico diseñado para tal fin.

Para realizar las mediciones de potencia de la fluorescencia en nuestra MOT, se utilizó un sistema que incluye un fotodiodo (Hamamatsu S1337 1010BQ), un amplificador de transimpedancia (marca Tramp®, Graseby, Optronics), Figura 4.31 y un multímetro (marca Keithley 2001), Figura 4.32. Todo el equipo en conjunto fue calibrado con un

patrón de potencia óptica de alta exactitud. El valor de la sensibilidad radiante S del fotodetector (Hamamatsu S1337 1010BQ) obtenido en el proceso de calibración fue de 0.4574 A/W a una longitud de onda de $\lambda = 852$ nm, con una incertidumbre de medición no mayor al 2%. En este valor de incertidumbre se consideró las variaciones de la sensibilidad radiante a través de la superficie sensitiva del fotodetector que es de 1 cm^2 . En la Figura 4.30 se muestra la sección transversal de la esfera de acero inoxidable de nuestra MOT en donde se indica la posición del fotodetector.

En el experimento, el fotodetector se colocó completamente paralelo a la superficie de la ventana óptica para que la luz radiada por los átomos fríos y confinados incida de manera perpendicular en la superficie del mismo. El fotodetector fue colocado en una montura hecha en casa con movimiento en tres ejes y con la ayuda de tornillos micrométricos se logro ajustar la alineación del fotodetector con la ventana óptica, ver Figura 4.33. Durante la operación rutinaria de la MOT se observó que pequeños desalineamientos de los haces láser de atrapamiento crean grandes cantidades de luz dispersada dentro de la MOT.



Figura 4.31. Amplificador utilizado en el experimento

A pesar de que el sistema para el enfriamiento y atrapamiento de los átomos es robusto fue necesario tener suficiente cuidado en la alineación del fotodetector para maximizar la fotocorriente registrada por el mismo, debido a que se observó en algunas pruebas preliminares que cuando el fotodetector no se encuentra bien alineado, es decir, la luz fluorescente emitida por la nube de átomos fríos no incide de manera perpendicular al detector, la relación señal a ruido es pobre. También fue necesario eliminar la luz dispersa en el laboratorio, para lo cual se diseñó una pequeña caja, para encerrar completamente al dispositivo de la MOT. Esta caja fue construida con 4 placas de material antiestático,

antimagnético y pintada en su totalidad de color negro. A las placas se les hizo un pequeño orificio por donde se introducen los haces de enfriamiento. Además de todos estos requerimientos, las mediciones se realizaron en ausencia de luz dentro del laboratorio.



Figura 4.32. Multímetro marca Keithley 2001

El fotodetector detecta la foto-corriente emitida por la nube de átomos ultra-fríos, esta señal pasa por un amplificador, posteriormente llega a un multímetro y mediante la interfase con una tarjeta GPIB de adquisición de datos de National Instruments se realiza la captura de datos en una PC. Con la ayuda de un software programado en LabVIEW se almacenan los datos registrados de la fluorescencia en hojas de cálculo en formato Excel. Al conocer la tensión generada por la fluorescencia de la nube de átomos ultrafríos se conoce la potencia óptica y el número de átomos atrapados en la MOT. Para mejorar la calidad de la señal detectada por el fotodetector se colocó una máscara de forma circular con un orificio en su centro sobre la ventana óptica, el orificio de la máscara tiene un diámetro de 0.5 cm y su centro coincide con el centro del área del fotodetector, como se muestra en la Figura 4.34.

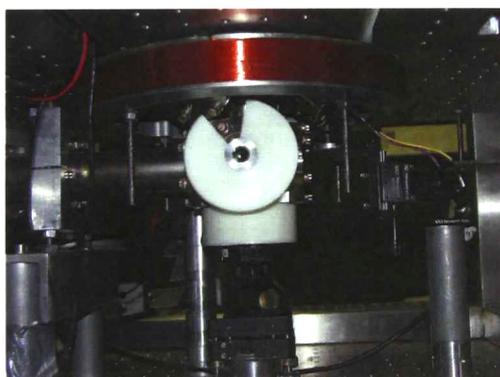


Figura 4.33. Vista inferior de la MOT en donde se alcanza a apreciar la posición del fotodetector en una de las ventanas que se encuentran abajo de la bobina



Figura 4.34. Ventana de la MOT cubierta con una máscara para permitir que solo la luz emitida por la nube de átomos fríos sea registrada por el fotodetector

Para determinar el número de átomos de ^{133}Cs como una función de los parámetros de operación de la MOT fue necesario realizar varias series de experimentos. Previamente a la realización de estos experimentos, los láseres, el campo magnético, el equipo necesario para la operación de la MOT y los instrumentos de medición se encuentran encendidos. Las series de experimentos se dividen en dos grupos.

Grupo 1: Estas series de experimentos inician cuando la luz de los láseres se encuentra bloqueada (por un obturador) en su trayecto antes de que sea introducida a la MOT y antes de que sea fraccionada en tres haces. La secuencia de este grupo de experimentos es como sigue:

- 1) Se deja pasar la luz láser al interior de la MOT. Los haces láser y el gradiente de campo magnético se mantienen constantes por 15 segundos, ver Figura 4.35. El fotodetector registra la señal de la fluorescencia. En este paso, la trampa empieza a cargarse, la señal de la fluorescencia se incrementa poco a poco hasta alcanzar un nivel de saturación con una constante de tiempo. Los átomos alcanzan la condición de estado estacionario y continúan en este estado por un lapso de aproximadamente 15 s. El fotodetector mide la intensidad de la luz emitida por los átomos atrapados, los haces de enfriamiento y la luz dispersa dentro de la cámara esférica, como una función del tiempo, mientras la trampa se carga.

- 2) Se bloquea la luz de los láseres por un periodo de tiempo de aproximadamente 15 s. En este paso, la trampa se descarga, la señal de fluorescencia cae abruptamente hasta llegar a cero (ver Figura 4.36), debido a que no hay contribución alguna de luz al interior de la MOT
- 3) Se continúa con este procedimiento (se repite el inciso 1, enseguida el 2 y así sucesivamente). Se acumulan trenes de mediciones de 15 minutos o tan largos como se desee.

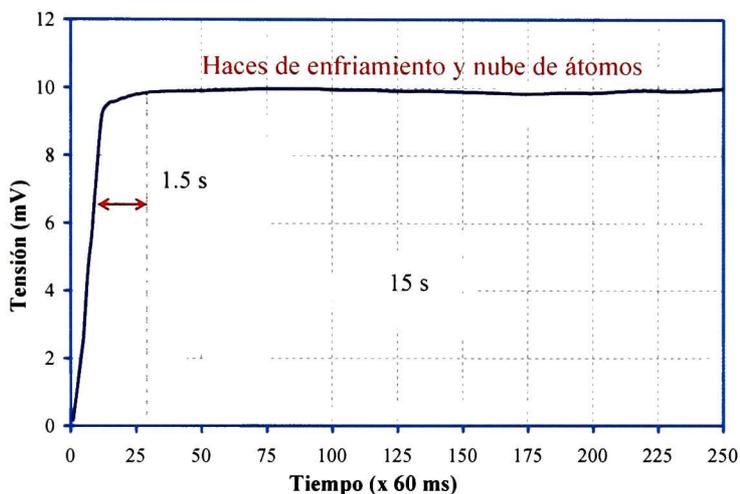


Figura 4.35. Intensidad de luz procedente de los átomos de Cs atrapados en la MOT y registrados por el fotodetector como una función del tiempo mientras la trampa se carga. El tiempo de carga es de 1.5 s para los parámetros de operación de la MOT: $\Delta = -10$ MHz, $I = 1.5$ mW/cm², $d = 1.9$ cm y $\nabla B = 5.3$ G/cm

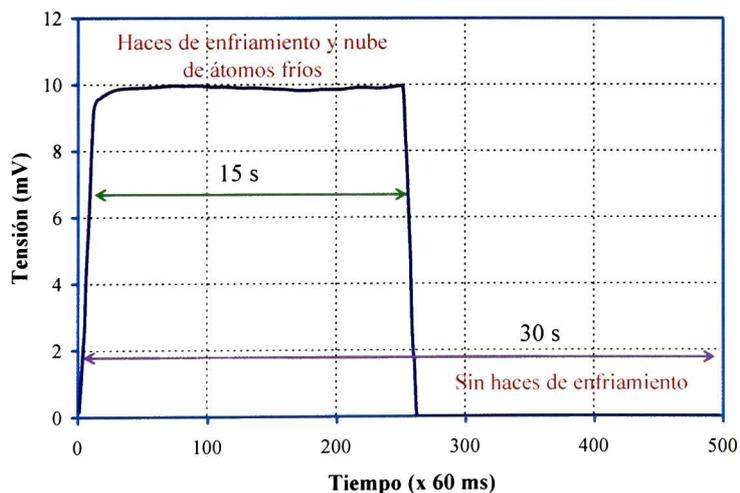


Figura 4.36. Misma gráfica que en Figura 4.35 pero en este caso se muestra como la señal regresa a cero después de apagar los haces de enfriamiento

Grupo 2. Estas series de experimentos inician de la misma manera como las del grupo 1. La secuencia de este grupo de experimentos es como sigue:

- 1) Se deja pasar la luz láser al interior de la MOT. Los haces láser y el gradiente de campo magnético se mantienen constantes por 15 segundos. El mecanismo que opera en la MOT es idéntico al mencionado en el inciso 1 del grupo 1.
- 2) Se apaga el campo magnético por periodo de tiempo de aproximadamente 15 s. En este paso, permanece la luz de los haces de enfriamiento y la luz dispersa dentro de la cámara esférica, pero no hay átomos atrapados. La señal de fluorescencia cae como se muestra en la Figura 4.37.
- 3) Se continúa con este procedimiento (se repite el inciso 1, enseguida el 2 y así sucesivamente). Se acumulan trenes de mediciones de 15 minutos o tan largos como se desee.

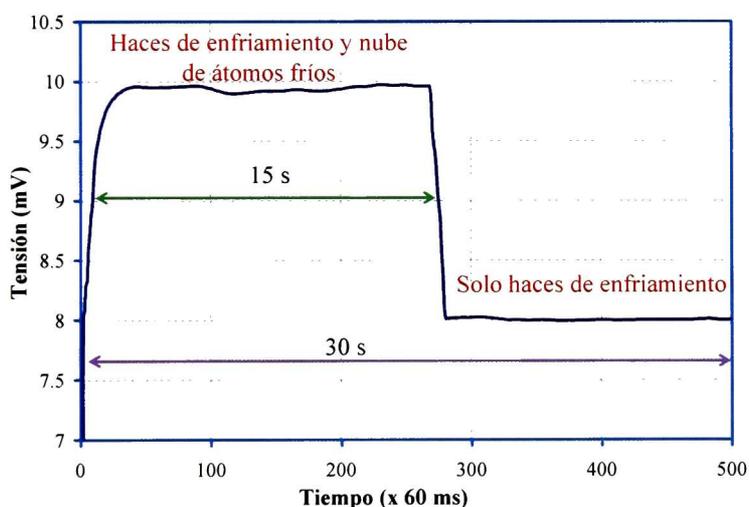


Figura 4.37. Intensidad de luz procedente de los átomos de Cs atrapados en la MOT y registrados por el fotodetector como una función del tiempo mientras la trampa se carga y permanece cargada por un periodo de tiempo de aproximadamente 15 s posteriormente se tiene la contribución de la intensidad de luz al retirar el gradiente de campo magnético, los haces de enfriamiento están presentes pero no existen átomos atrapados en la MOT

Durante estas mediciones fue necesario tener suficiente cuidado para evitar que alguna contribución de luz procedente de algunas otras fuentes (como luz resultante de algunos equipos del laboratorio) fuera registrada.

Resultados experimentales como los que se muestran en la Figura 4.38 fueron realizados rutinariamente para determinar el número de átomos de ^{133}Cs atrapados en nuestra MOT. Las mediciones se repitieron en horas diferentes del mismo día y en días diferentes con el fin de evaluar la repetibilidad y la reproducibilidad de las mediciones.

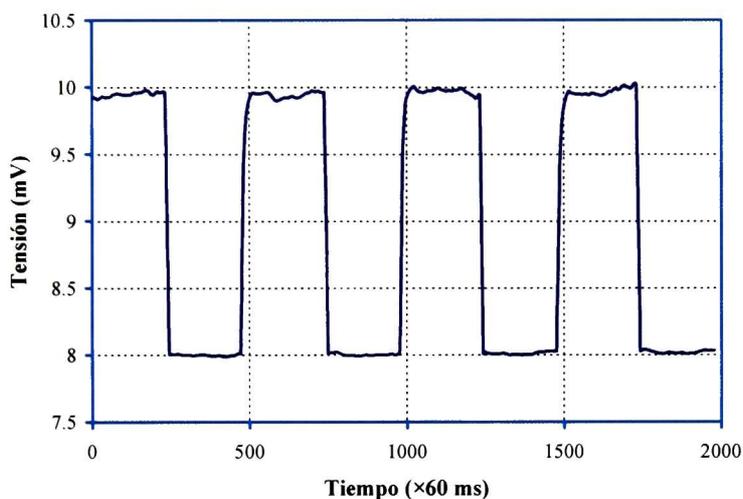


Figura 4.38. Señal registrada por el fotodetector resultante de la fluorescencia de átomos de Cs atrapados en la MOT. Los parámetros de operación son: $\Delta = -10$ MHz, $I = 1.5$ mW/cm², $d = 1.9$ cm y $\nabla B = 5.3$ G/cm

4.12 VARIACIÓN DEL DIÁMETRO EN LOS HACES DE ENFRIAMIENTO

El diámetro de los haces de enfriamiento se varió desde 0.7 cm hasta 1.9 cm. Para realizar esta acción se colocó un diafragma antes de que los haces de enfriamiento fueran fraccionados en tres. Al abrir y cerrar el diafragma se permitió el paso de mayor o menor cantidad de luz de los haces de enfriamiento. La intensidad de los haces de enfriamiento, el corrimiento en frecuencia de la luz y el gradiente de campo magnético se mantuvieron constantes a 1.5 mW/cm², 12 MHz y 5.3 G/cm respectivamente.

4.13 VARIACIÓN DE LA INTENSIDAD DE LOS HACES DE ENFRIAMIENTO

La intensidad de los haces de enfriamiento se cambió colocando filtros de densidad neutral en el camino del haz antes de que esté fuera fraccionado en tres haces de enfriamiento y

posterior a su expansión. El diámetro de los haces se mantuvo constante en 1.9 cm, mientras que la intensidad se varió desde 0.47 mW/cm^2 hasta 1.52 mW/cm^2 . En todas estas mediciones el corrimiento de la luz láser y el gradiente de campo magnético se mantuvieron constantes a 12 MHz y 5.3 G/cm respectivamente.

4.14 VARIACIÓN DEL CORRIMIENTO EN FRECUENCIA DE LA LUZ LÁSER

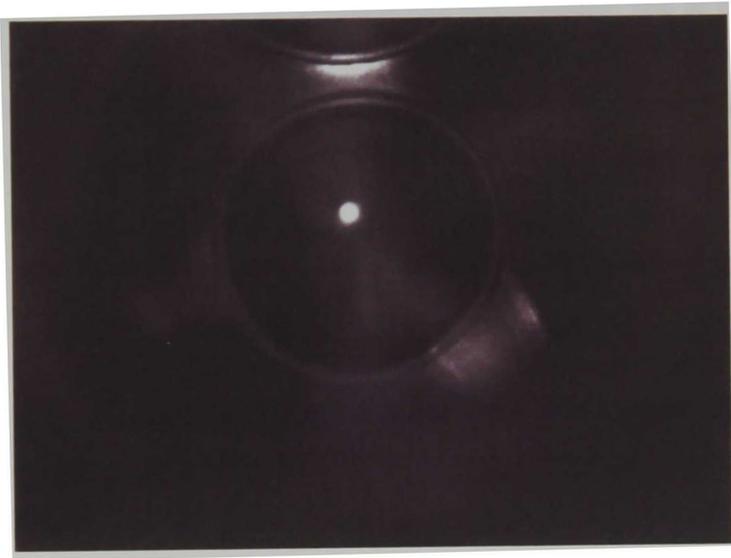
El corrimiento en frecuencia de la luz láser se cambió ajustando la frecuencia de los moduladores acusto-ópticos. Lo anterior se realizó cambiando la señal de tensión que alimenta a los controladores del AOM. Este cambio se monitoreo con un medidor en frecuencia (Universal Time Interval Counter, marca: Stanford Research Systems, modelo SR620) previamente calibrado. El corrimiento en frecuencia de la luz láser se varió desde 5 MHz hasta 18 MHz.

4.15 VARIACIÓN DEL GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO

El gradiente de campo magnético se cambió ajustando la corriente en la bobinas en configuración anti-Helmholtz. El gradiente se varió desde 1.60 G/cm hasta 5.3 G/cm.

CAPITULO V

RESULTADOS



5.0 RESULTADOS

5.1 INTRODUCCIÓN

Los resultados mostrados en este trabajo son parte de las mediciones realizadas para determinar el número de átomos de ^{133}Cs atrapados en nuestra MOT como función de varios parámetros de operación entre ellos: el diámetro, la intensidad, el corrimiento al rojo de los haces de enfriamiento y el gradiente de campo magnético.

5.2 ESTABILIZACIÓN DE LÁSERES SEMICONDUCTORES

La temperatura del láser semiconductor (tipo DBR) utilizado en este experimento, se mantuvo alrededor de la temperatura ambiente (22 °C), cuidando que se cumplieran las condiciones de resonancia requeridas. Lo anterior se logró con un control PID y un elemento Peltier. Las variaciones en temperatura empleando este control fueron del orden de ± 1 mK/h. Mientras que la alimentación del láser, así como la sección DBR, se realiza con fuentes de corriente cuya estabilidad es del orden de ± 1 $\mu\text{A}/\text{h}$. El valor de la intensidad de corriente nominal para el diodo láser fue de 50 mA mientras que para la sección DBR fluctuó alrededor de los 20 mA.

Se utilizan dos tipos de celdas que contienen gas de Cesio, una de forma cúbica de $1\text{cm} \times 2.5\text{cm} \times 1\text{cm}$, y la otra cilíndrica de 2 cm de diámetro \times 3 cm de longitud, mantenidas ambas a temperaturas de 22 °C.

La señal utilizada para estabilizar en frecuencia al láser maestro es la que se muestra en la Figura 5.1 en donde se indican claramente las transiciones que se obtienen al realizar espectroscopia de absorción saturada. La frecuencia del láser fue modulada alrededor de las transiciones $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 3, 4, 5\rangle$, siendo la transición de interés para nuestro experimento la transición cíclica $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$ de la línea D_2 del ^{133}Cs . Lo anterior lo logró modulando la corriente que alimenta a la sección DBR utilizando una señal periódica con forma de onda triangular con frecuencia de 100 Hz.

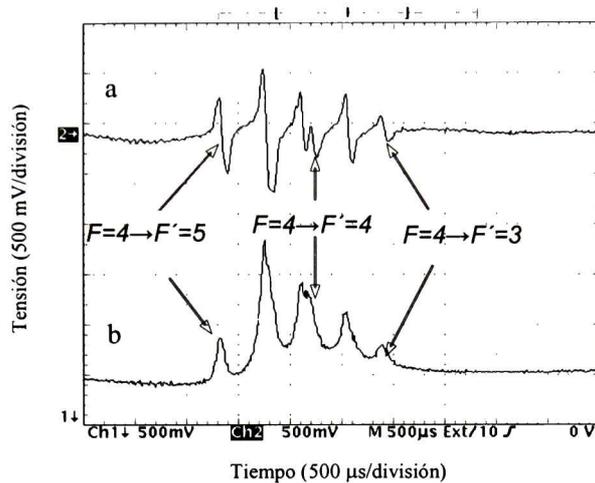


Figura 5.1. a) Señal tipo dispersión conocida como señal de error necesaria para anclar el láser a una transición atómica. b) Señales correspondientes a las transiciones: $|6^2s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2p_{3/2}, F'=3, 4, 5\rangle$ para el ^{133}Cs .

La potencia del haz de saturación y del haz de prueba fluctúa alrededor de $400 \mu\text{W}$ y $100 \mu\text{W}$ respectivamente. Ambos haces presentan polarización lineal y el diámetro del haz fue de aproximadamente 2 mm . Finalmente la modulación de alta frecuencia, aproximadamente 230 kHz , se realizó suministrando una señal sinusoidal directamente a una entrada del láser (*phase control*), con una amplitud pico a pico de aproximadamente 10 MHz .

Por otro lado, en la Figura 5.2 se muestran los resultados de las mediciones de estabilidad en frecuencia típica de los láseres tipo DBR empleando la técnica del sombrero de tres picos [78]. En esta Figura se gráfica el tamaño de la ventana del tiempo de observación con la raíz cuadrada de la varianza de Alan (AVAR).

Debido a que se utilizan láseres tipo DBR los cuales presentan un ancho de línea de emisión pequeño (aproximadamente 1 MHz) y a que ninguno de nuestros láseres utiliza cavidad extendida, el amarre para la estabilización en frecuencia de estos láseres es altamente eficiente e insensible al ruido acústico. Sin embargo es necesario mencionar que estos láseres son muy sensibles al ruido que se introduce por la parte de la alimentación eléctrica (por ejemplo los armónicos) el cual puede perturbar al láser de manera importante degradando significativamente la calidad del amarre en frecuencia. Para evitar este inconveniente, los láseres son operados con un grupo de baterías CD.

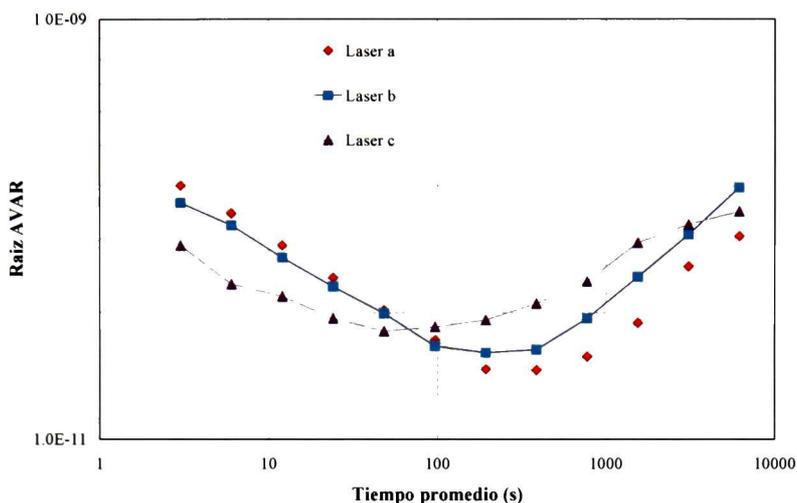


Figura 5.2. Estimación de la estabilidad en frecuencia absoluta de los láseres tipo DBR estabilizados a la línea D₂ del ¹³³Cs (852 nm) empleando el método del sombrero de tres picos [78].

5.3 CORRIMIENTO EN FRECUENCIA DE LA LUZ LÁSER

El haz procedente del láser maestro es introducido al primer AOM con una potencia aproximada de 4.5 mW, después de pasar por este dispositivo en el doble pase, este haz alcanza una potencia de aproximadamente 2 mW y al final del recorrido del segundo AOM (en el doble pase), el haz presenta una potencia de aproximadamente 200 μ W. Estos dispositivos, AOM, son eficientes para correr la luz al rojo o al azul de la frecuencia de resonancia, sin embargo, debido a que en nuestro caso fue necesario hacer pasar la luz 4 veces por los AOM's como se describió en la sección 4.3, la intensidad del haz de luz disminuye significativamente hasta alcanzar un valor final de 200 μ W. Es importante destacar la fuerte dependencia que presenta el proceso de corrimiento del color de la luz por medio de AOM's respecto a las condiciones de alineación de la trayectoria de los haces de luz.

En las Figuras 5.3 y 5.4 se muestran los espectros donde se indica el corrimiento en frecuencia que recibió la luz procedente del láser maestro. En la Figura 5.3 se muestran los espectros correspondientes al láser maestro y al láser esclavo, éste último ha sido corrido en frecuencia aproximadamente 12 MHz. Como ambos espectros parecen estar ubicados en

la misma posición, se realiza una amplificación a los mismos como se muestra en la Figura 5.4, en donde al ubicar alguno de los picos de las transiciones se aprecia claramente un desfaseamiento del espectro del láser esclavo con respecto al espectro del láser maestro. El ancho de línea de uno de estos picos es de aproximadamente 10 MHz, por lo que es posible utilizar esta referencia para calcular de manera sencilla el corrimiento en frecuencia que se tiene en el espectro correspondiente al láser esclavo.

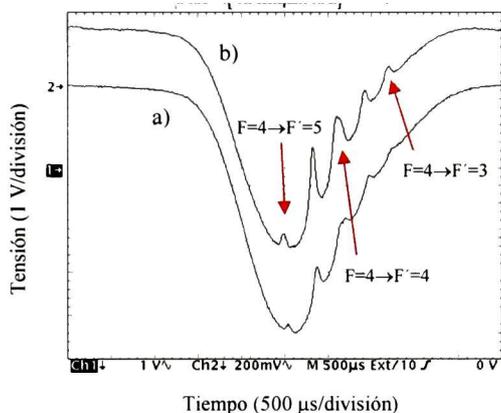


Figura 5.3. a) Espectro correspondiente al láser maestro, b) espectro correspondiente al láser esclavo. El láser esclavo presenta un corrimiento en frecuencia de aproximadamente 12 MHz.

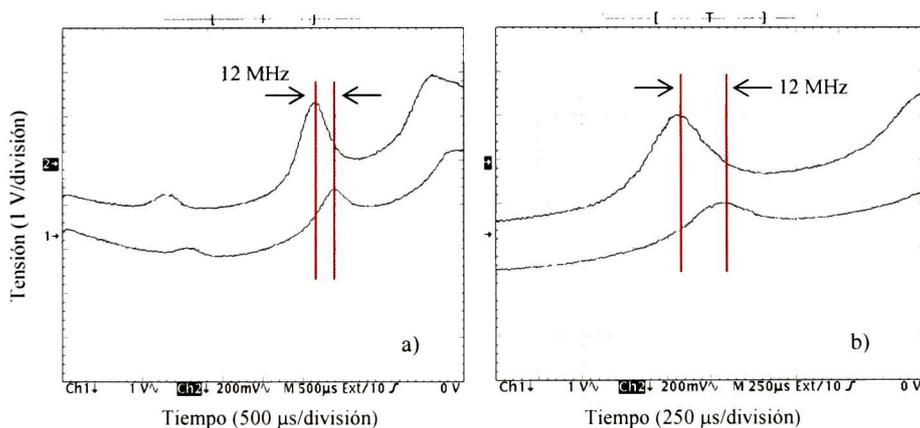


Figura 5.4. a) En este espectro es visible el corrimiento en frecuencia de la luz láser, b) El fenómeno se aprecia mejor al realizar un desplazamiento de un espectro con respecto a otro y una amplificación.

5.4 INYECCIÓN DE LUZ AL LÁSER ESCLAVO

El láser esclavo utilizado en este experimento opera con una fuente de corriente estable (± 1 μ A/hora) y su control de temperatura fluctúa alrededor de la temperatura ambiente (22 °C), cumpliendo las condiciones de resonancia requeridas. De la misma manera que con el láser maestro, el control de temperatura operó con un control PID y un elemento Peltier. Las variaciones en temperatura empleando este control fueron del orden de ± 1 mK/hora.

Sólo fue necesaria una pequeña cantidad de luz para la inyección, aproximadamente 200 μ W de potencia procedente del láser maestro. En la Figura 5.5 se muestran dos espectros con el fin de comprobar que el láser esclavo esta replicando la luz procedente del láser maestro. En ellos, se puede evaluar la calidad de la técnica de inyección. Estos espectros son el resultado de realizar espectroscopia de absorción saturada a la luz láser procedente tanto del láser esclavo como del láser maestro.

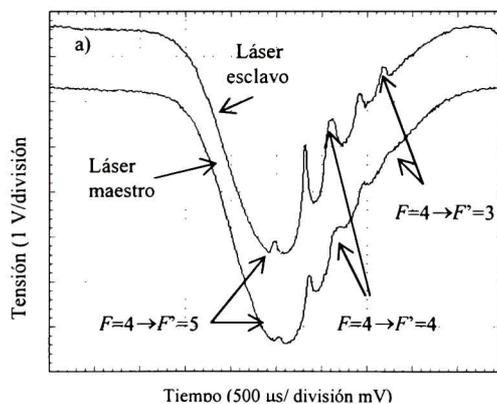


Figura 5.5. Espectros correspondientes al láser maestro y al láser esclavo en donde se indican las transiciones pertenecientes al Cesio-133. La calidad del espectro del láser esclavo refleja la calidad de la inyección de luz.

Otro punto importante a destacar es la calidad de inyección, la cual se refleja en los espectros que se obtienen. Cuando la inyección de luz del láser maestro al láser esclavo se realiza adecuadamente y de manera eficiente, el espectro que se obtiene, de la luz procedente del láser esclavo, presenta mayor calidad que la correspondiente al láser maestro, lo anterior se puede visualizar claramente en el tamaño de sus picos como se muestra en la Figura 5.6.

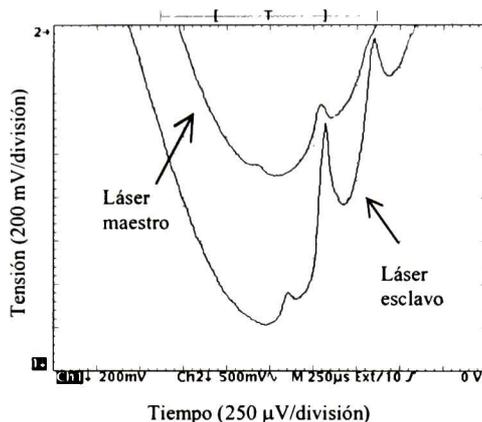


Figura 5.6. Amplificación de una zona de los espectros correspondientes al láser esclavo y al láser maestro donde se indica el tamaño de los picos de las transiciones atómicas.

5.5 FRACCIONANDO LA LUZ EMERGENTE DEL LÁSER ESCLAVO

Cada uno de los haces fraccionados cuenta con una potencia óptica de salida de aproximadamente 5 mW. Es importante que cada uno de los tres haces de luz cuente con la misma potencia porque si esto no ocurre, entonces existirá un desequilibrio entre las fuerzas de presión de radiación que puede ocasionar que el atrapamiento atómico no sea eficiente. Debido a que las ventanas ópticas tienen en promedio un coeficiente de transmitancia de 0.998, las pérdidas por potencia óptica son mínimas al entrar a la cámara de vacío, sin embargo estas pérdidas en potencia aumentan ligeramente cuando los haces de luz láser interactúan con los átomos en el interior de la cámara esférica, ocasionando que los haces se atenúen ligeramente al salir de la cámara que contiene gas de ^{133}Cs . Esta atenuación sin embargo, no impide la operación de la MOT.

5.6 POLARIZACIÓN DE LA LUZ LÁSER

Con el propósito de obtener una polarización adecuada en los haces es necesario identificar primero el vector de polarización de la luz láser emergente del láser esclavo, antes de que pase por los polarizadores de onda ($\lambda/4$). Lo anterior a efecto de identificar si el eje de polarización lineal que lleva la luz es paralelo (p) o perpendicular (s) al plano de incidencia

con la placa polarizadora ($\lambda/4$). Esta tarea es fácil de realizar, cuando se trata de los dos pares de haces de luz que se encuentran sobre el plano horizontal pero es bastante difícil para el haz que entra a la MOT por la parte superior, por lo que se realizó un esquema de la polarización que presenta cada uno de los haces de enfriamiento antes de que entren a la MOT, este diagrama se muestra en la Figura 5.7.

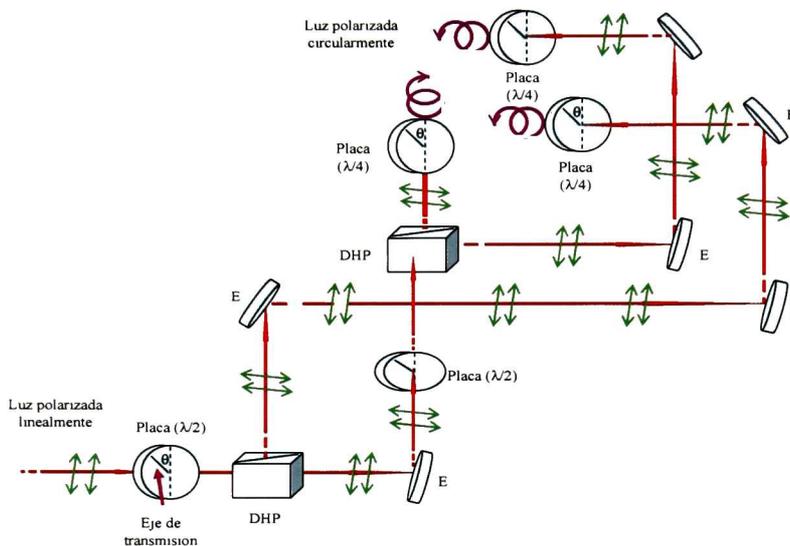


Figura 5.7. Diagrama que indica el eje de polarización de cada uno de los tres haces de enfriamiento antes de pasar por las placas retardadoras de onda $\lambda/4$. Inicialmente la luz esta polarizada linealmente y cuando pasa por la placa $\lambda/4$ su polarización cambia a circular.

En la Figura 5.8 se observa como cambia la luz polarizada, de lineal a circular al colocar la placa retardadora de onda $\lambda/4$ en uno de los puertos de la ventana óptica. Al interior de la cámara esférica se observa como esta la polarización circular. En la figura sólo se indica uno de los haces de enfriamiento.

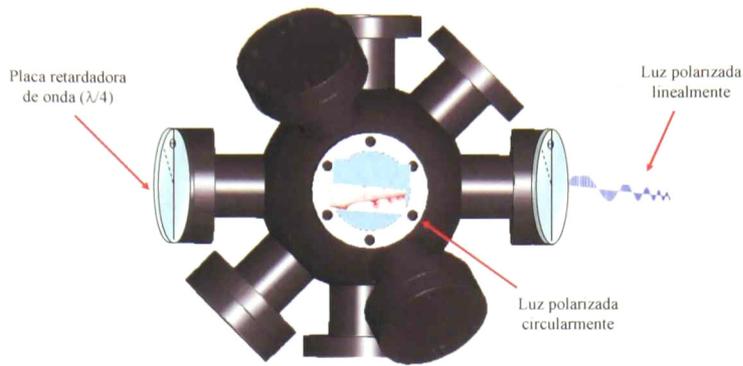


Figura 5.8. Polarización de uno de los tres haces de enfriamiento antes de entrar a la cámara esférica que contiene gas de ^{133}Cs y que se encuentra a ultra alto vacío.

5.7 LÁSER DE REBOMBEO

Es necesario contar con un láser adicional al láser maestro y al láser esclavo, este láser puede ser de baja potencia. En nuestro experimento las características metrológicas de este láser son idénticas a las del láser maestro. Este láser a diferencia del láser maestro, se estabiliza en la transición de rebombeo, esto es: $|6^2s_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |6^2p_{3/2}, F'=4\rangle$, mientras que el láser maestro y el esclavo se estabilizan a la transición de enfriamiento, esto es:

$$6^2s_{1/2}, F=4 \rightarrow 6^2p_{3/2}, F'=5.$$

5.8 CÁMARA DE VACÍO

En el gráfico de la Figura 5.9 se indican los valores correspondientes a las 12 ventanas con recubrimiento antirreflejante y el valor correspondiente para una ventana que no fue recubierta con la finalidad de evaluar la calidad del recubrimiento. Un gráfico especial para las doce ventanas de sílice fundida se muestra en la Figura 5.10, donde se observa el coeficiente de transmisión máximo de 0,9987 y mínimo de 0.9967 lo cual indica la calidad de la homogeneidad de la película antirreflejante.

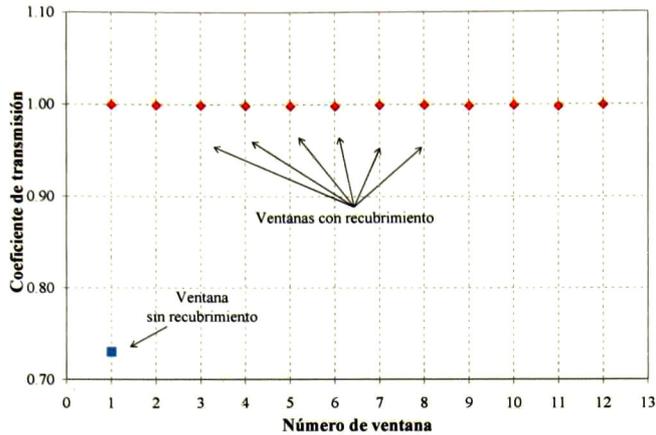


Figura 5.9. Gráfico que indica el coeficiente de transmisión para 12 ventanas de sílice fundida con recubrimiento antirreflejante y para una ventana sin recubrimiento.

En la Figura 5.10 se indica el valor del coeficiente de transmisión para las 12 ventanas con recubrimiento antirreflejante y se indica su incertidumbre de medición mediante las barras de incertidumbre.

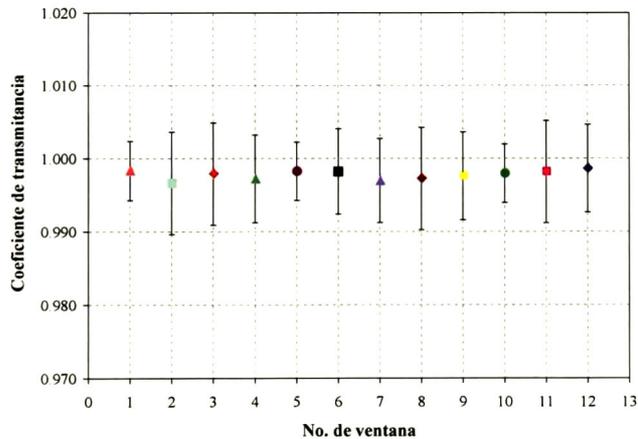


Figura 5.10. Medición del coeficiente de transmisión para 12 ventanas de sílice fundida con recubrimiento antirreflejante. El valor máximo de este coeficiente es de 0.9987

En la Figura 5.11 y 5.12 se muestran los dibujos del sistema de vacío ensamblado el cual incluye la cámara esférica, las dos cámaras cúbicas, las bobinas para generar el gradiente de campo magnético, la bomba iónica, el depósito de Cesio y la estructura metálica para soportar al sistema.

La MOT se forma dentro de una cámara esférica a la cual se le hace ultra alto vacío. Cuando esta esfera no se encuentra saturada con gas de Cs presenta un nivel de vacío del orden de 10^{-8} Pa , una vez saturada la cámara con el gas de Cs, su nivel de vacío cambia drásticamente alcanzando un valor de 10^{-5} Pa. Este nivel de vacío en la cámara esférica es mantenido constantemente por bombeo continuo de una bomba iónica que se encuentra operando ininterrumpidamente.

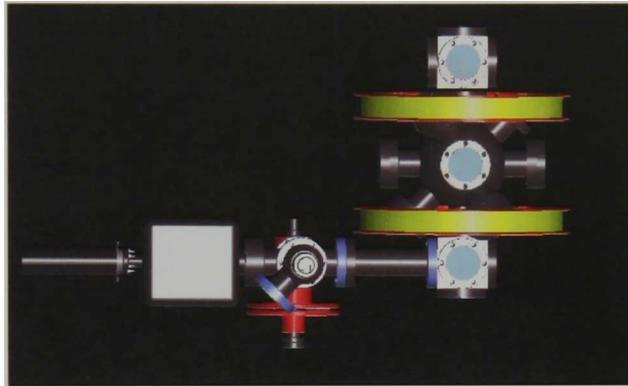


Figura 5.11. Ensamble de los componentes para construir una MOT.

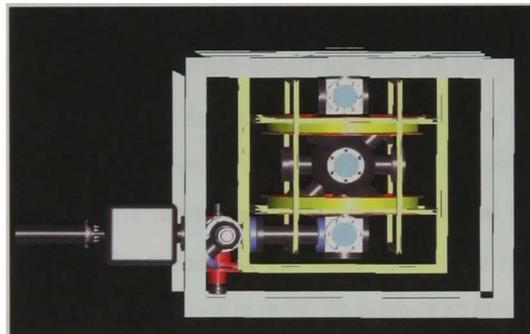


Figura 5.12. Ensamble de todo el sistema que incluye el soporte de acero inoxidable.

5.9 GENERACIÓN DE CAMPO MAGNÉTICO

Las bobinas trabajan continuamente por espacio de tiempo de hasta 2 horas, posterior a ese tiempo es necesario apagarlas para que se enfríen. Quizás sea conveniente adicionar a las

bobinas un sistema de refrigeración para que trabajen continuamente. En la Figura 5.13 se indica la dirección del campo magnético generado y en el anexo A se da el desarrollo matemático del cálculo del campo magnético generado por un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz.

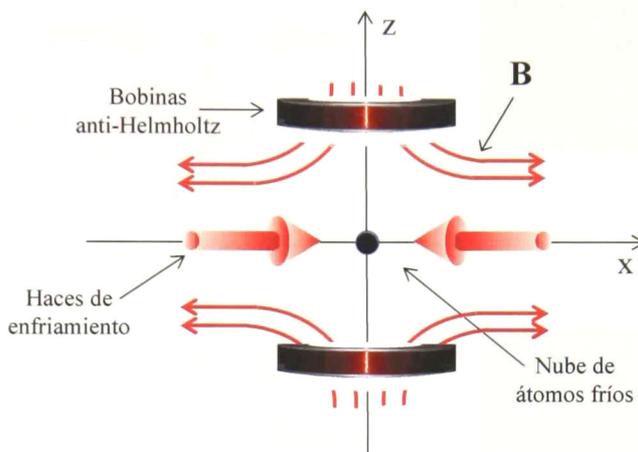


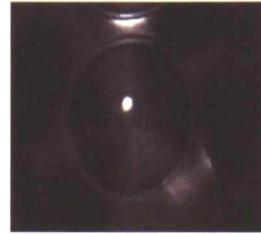
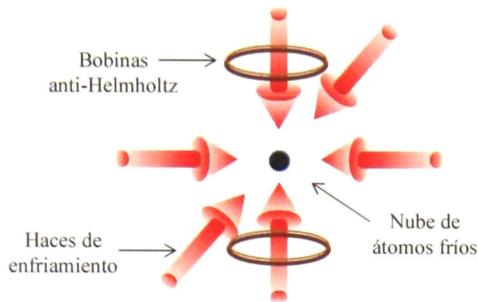
Figura 5.13. Configuración de una MOT indicando las líneas de campo magnético

5.10 OPERACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE LA MOT

Para la caracterización de la MOT interesa medir algunos de los parámetros de operación del sistema entre ellos: el número de átomos de ^{133}Cs atrapados, el tiempo de vida de la trampa, el volumen de la nube de átomos. La secuencia en la que fue operada la MOT a efecto de medir los parámetros de interés se indicó en la sección 4.11 y se muestra en la Figura 5.14. Desde que inicia la secuencia del experimento se registra la fluorescencia emitida tanto por los haces láser como por la nube de átomos atrapados en la MOT.

En la secuencia del primer grupo de experimentos, se mide el tiempo de carga de la misma. El tiempo de carga de una trampa se define como el tiempo promedio necesario para que el número de átomos atrapados en la MOT alcance el estado estacionario. Este tiempo de carga se obtuvo midiendo el período que tarda en cargarse la trampa desde el punto en donde no existen átomos atrapados hasta que se alcanza la condición de estado estacionario de los mismos. Este tiempo se midió para varios parámetros operacionales encontrándose un tiempo de carga que varía desde 0.8 s hasta 1.6 s.

Secuencia para el 1er. grupo de experimentos



Secuencia para el 2o. grupo de experimentos



Figura 5.14. Secuencia de operación para medir el número de átomos atrapados en la MOT

En la gráfica de la Figura 5.15 se observa que el mecanismo de carga está representado por una expresión de crecimiento exponencial como se indica en la ecuación (3.77), la cual describe una buena aproximación del proceso de carga experimentalmente, aún cuando el número de átomos atrapados sea elevado, ya que mientras mayor es el número de átomos atrapados en la MOT mayor influencia tiene el mecanismo de pérdida debido a las colisiones existentes entre los mismos átomos atrapados o entre los átomos que componen el gas residual y los átomos atrapados. Es importante mencionar que el tiempo de carga de la trampa depende en gran medida de los parámetros de operación de la MOT.

En la secuencia para el segundo grupo de experimentos, se apaga el campo magnético y se registra la señal de la fluorescencia, en este momento, la señal de la fluorescencia cae abruptamente debido a que la nube se destruye, es decir, no hay átomos atrapados, pero prevalece la zona de la melaza óptica.

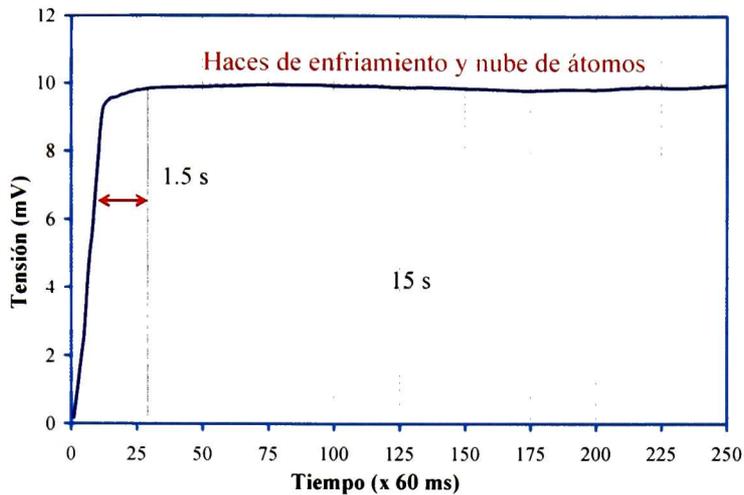


Figura 5.15 Intensidad de luz procedente de los átomos de Cs atrapados en la MOT y registrados por el fotodetector como una función del tiempo mientras la trampa se carga. El tiempo de carga es de 1.5 s para los parámetros de operación de la MOT: $\Delta = -10$ MHz, $I = 1.5$ mW/cm², $d = 1.9$ cm y $\nabla B = 5.3$ G/cm

Para determinar el número de átomos atrapados en la MOT es necesario sustraer de la señal de fluorescencia emitida cuando están presentes los haces de luz, el campo magnético y la luz dispersa dentro de la cámara esférica (señal de la Figura 4.35), la señal obtenida cuando se retira el campo magnético (señal de la Figura 4.37, cuando cae abruptamente). La diferencia de estas dos señales se convierte en potencia óptica al conocer el valor de la sensibilidad radiante S del fotodetector, obtenida del proceso de calibración. El valor utilizado e informado en el proceso de calibración para la sensibilidad radiante fue de 0.4574 A/W a $\lambda = 852$ nm, con una incertidumbre no mayor al 2%. La señal de la fluorescencia (la fotocorriente (A)) censada por el fotodetector llega al multímetro como una señal de tensión (V), debido a que pasa por el amplificador que convierte la fotocorriente en una tensión mediante la ley de Ohm. Posteriormente, estos resultados son convertidos en potencia óptica (W) utilizando el valor de la sensibilidad radiante del fotodetector (A/W). Se tuvo especial cuidado en la realización de las mediciones de potencia óptica para asegurar alta exactitud en la obtención del número de átomos de ¹³³Cs atrapados en la MOT.

La potencia óptica esta relacionada con el producto de la razón de dispersión de fotones, la energía de los fotones dispersados y con el número de átomos atrapados.

Si r es la cantidad de fotones por unidad de tiempo dispersados por un átomo de ^{133}Cs mientras es iluminado con los haces de enfriamiento, entonces $rh\nu$ es la potencia de los fotones dispersados por un átomo debido al decaimiento espontáneo. h es la constante de Planck y ν es la frecuencia central correspondiente a la transición cíclica del Cs: $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$. Ahora si N es el número de átomos atrapados en la MOT bajo condiciones de estado estacionario [57], $Nrh\nu$ es la potencia llevada por los fotones fluorescentes. Finalmente, la potencia detectada por el fotodetector debido a la fluorescencia de los átomos atrapados en la MOT puede ser escrita como:

$$P = \Omega N r h \nu \quad (5.1)$$

donde Ω es el ángulo sólido definido por el fotodetector con respecto a la nube de átomos atrapados. Resolviendo para el número de átomos atrapados en términos de las mediciones de potencia óptica y asumiendo que todos los átomos en la trampa dispersan fotones a la misma razón promedio, tenemos:

$$N = \frac{P}{\Omega r h \nu} \quad (5.2)$$

Con esta ecuación determinamos experimentalmente el número de átomos atrapados en la MOT como función de sus parámetros de operación. Debido a que es posible medir la potencia óptica en el fotodetector como resultado de la fluorescencia emitida por los átomos atrapados, y de que se conoce la energía de cada fotón, además de que es posible estimar la razón de dispersión de fotones, entonces es posible conocer el número N de átomos atrapados en la MOT. Es importante mencionar que en la ecuación (5.2) se modela la nube de átomos atrapados como una fuente puntual. La razón de dispersión de fotones por un solo átomo puede ser expresada como [49]:

$$r = \frac{1}{2/\Gamma} \frac{C^2 \zeta}{(1 + C^2 \zeta)} \quad (5.3)$$

donde

$$\zeta = \frac{I/I_s}{1 + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (5.4)$$

siendo I la intensidad de los haces láser, $I_s = 1.102 \text{ mW/cm}^2$ la intensidad de saturación para el átomo de ^{133}Cs [49], para la transición cíclica $|6^2 s_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5, m_{F'} = 5\rangle$, Δ el corrimiento en frecuencia de los haces láser con respecto a la frecuencia de la transición atómica, $\Gamma = 5.3 \text{ MHz}$ el ancho de línea FWHM de la transición de enfriamiento, C es un factor fenomenológico que es introducido para tomar en cuenta el efecto de la saturación reducida. C está relacionado con los promedios de los coeficientes de Clebsch-Gordan para las diferentes transiciones posibles entre varios subniveles magnéticos para los átomos en la MOT [49]. Para la transición $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$, el promedio de los cuadrados de los coeficientes de Clebsch-Gordan es $0.4 < C^2 < 1$ [79]. El valor experimental que se consideró para el análisis de los resultados fue $C = 0.7 \pm 0.2$ [49], indicando una población preferencial sobre los estados de máxima resistencia de m_F , esto es, los estados de $m_F = 4 \rightarrow m_{F'} = 5$.

Por otro lado, es importante mencionar que entre la nube de átomos atrapados en la MOT y el fotodetector no existe ningún elemento óptico excepto la ventana óptica que tiene una película antirreflejante por ambos lados a 852 nm. En la sección 5.8 se indicaron los coeficientes de transmisión para las 12 ventanas que se encuentran colocadas en la esfera de acero inoxidable que compone nuestra MOT. El coeficiente de transmisión promedio es de 0.998. En nuestro experimento también verificamos cuidadosamente la linealidad en el sistema de medición de potencia óptica para evitar cualquier efecto de saturación electrónica.

Otra tarea que se realizó fue la de medir el diámetro de la nube de átomos atrapados en nuestra MOT (Figura 5.16). Para ello se utilizó la cámara de alta resolución sensible a 852 nm, que se colocó en uno de los puertos de la cámara esférica. Con esta cámara observamos la forma de la nube de átomos atrapados, la cual parece tener una simetría esférica, sin embargo, debido a la configuración del campo magnético aplicado en la MOT asumimos que representa una forma elipsoidal. El campo magnético producido por las

bobinas en la dirección z , coincide con el eje de las bobinas, por lo que es dos veces mas grande comparado con el campo magnético en la dirección x y y . Para medir el diámetro de la nube de átomos de Cs en la MOT con la cámara de video, se comparó el tamaño de la imagen de la nube de átomos de Cs producido por la cámara de video con el tamaño de la ventana opuesta de la cámara esférica que también aparecía en la imagen obtenida por la cámara de video. Estas mediciones se repitieron en días y horas diferentes, obteniéndose un diámetro promedio para la MOT de $4 \text{ mm} \pm 0.2 \text{ mm}$.

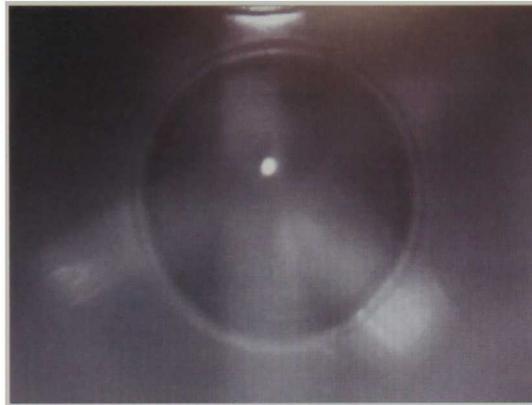


Figura 5.16. Imagen tomada por la cámara CCD de alta velocidad donde se muestra la nube de átomos atrapados en la MOT.

5.11 MEDICIÓN DEL NÚMERO DE ÁTOMOS EN FUNCIÓN DEL DIÁMETRO DE LOS HACES DE ENFRIAMIENTO

En las Figuras 5.17 a 5.23 se muestra la señal de fluorescencia registrada por el fotodetector como función del diámetro de los haces de enfriamiento. El diámetro de los haces se varió desde 0.7 cm hasta 1.9 cm en pasos de 0.2 cm. Lo anterior se realizó con la ayuda de un diafragma, al abrirlo o cerrarlo fue posible aumentar o disminuir el diámetro de los haces de enfriamiento sin afectar considerablemente su potencia óptica por unidad de área. Es importante mencionar que para pequeños diámetros de los haces de enfriamiento (0.7 cm), se observó que los efectos por difracción producidos por el diafragma fueron despreciables. La relación $1/e^2$ del diámetro del haz de forma Gaussiana no cambió, solamente se recortaron sus lados para obtener el diámetro deseado.

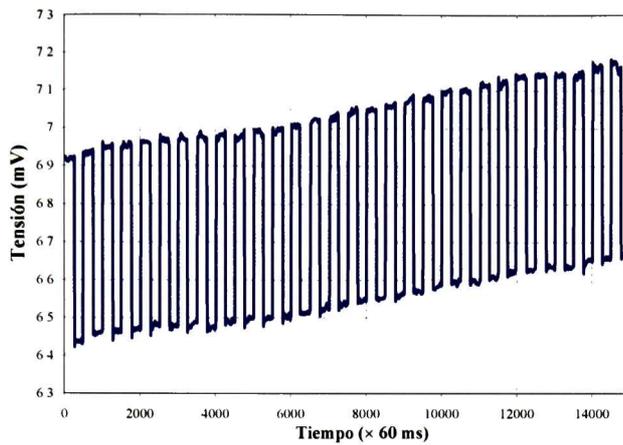


Figura 5.17. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 0.7 cm.

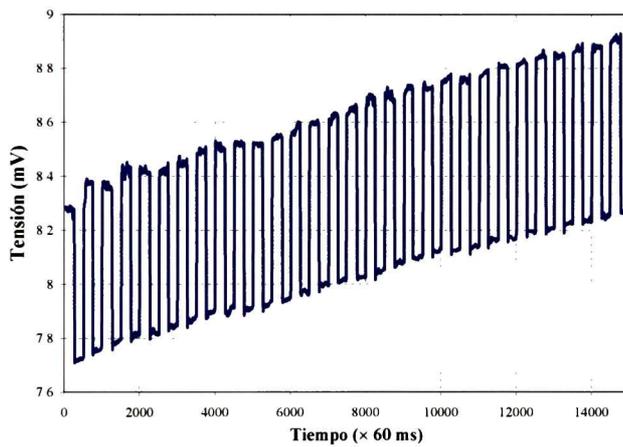


Figura 5.18. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 0.9 cm.

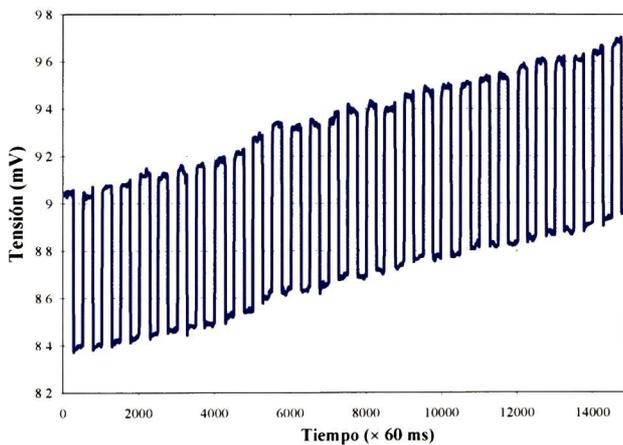


Figura 5.19. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.1 cm.

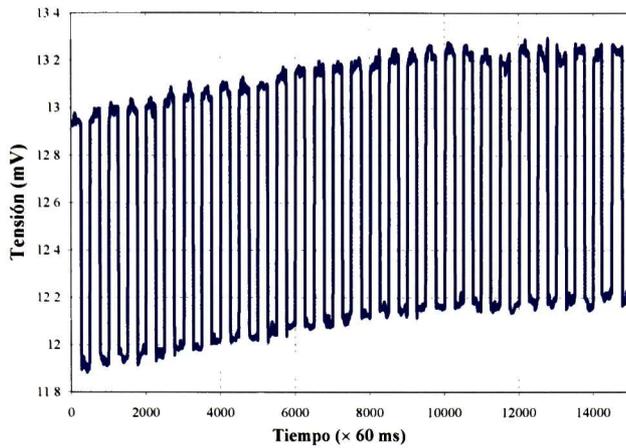


Figura 5.20. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.3 cm.

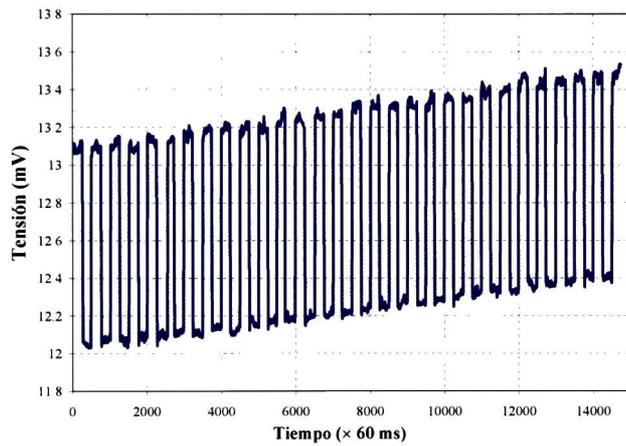


Figura 5.21. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.5 cm.

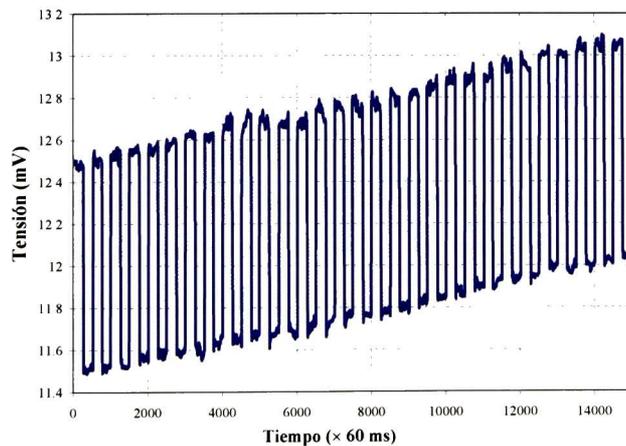


Figura 5.22. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.7 cm.

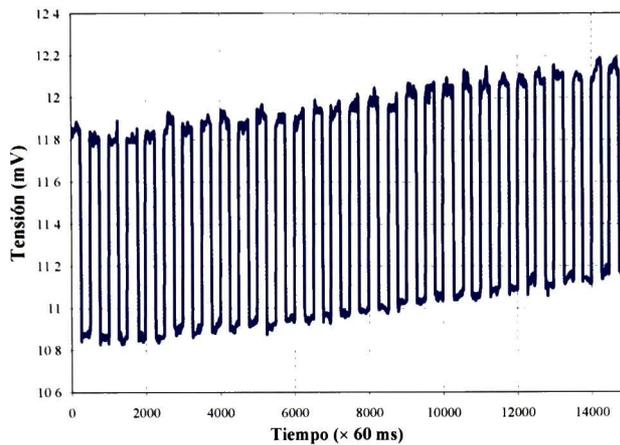


Figura 5.23. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con diámetro de los haces de enfriamiento de 1.9 cm.

Se observa en las gráficas anteriores una pendiente marcada en los trenes de fluorescencia, lo cual se debe a pequeños cambios de temperatura ocasionados por todo el equipo que opera en el laboratorio durante los experimentos, sin embargo, esta pendiente no afecta en los resultados del número de átomos atrapados en la MOT debido a que la pendiente se presenta en ambas señales (señal superior e inferior). El análisis de los resultados indica que la diferencia para cada uno de los escalones se conserva y que la dispersión de valores para una muestra de 50 experimentos (escalones) no va más allá del 1%.

Por otro lado, es importante notar que el tiempo de carga en la MOT disminuye a medida que se incrementa el diámetro de los haces de enfriamiento como se observa en la Figura 5.24. Este tiempo de carga es similar para los experimentos donde el diámetro de los haces de enfriamiento fue mayor a 1 cm, mientras que para los experimentos realizados con un diámetro menor a 1 cm se observa un incremento en el tiempo de carga de la MOT.

Con los resultados de los experimentos mostrados en las Figuras 5.17 a 5.23 se determinó el número de átomos atrapados como función del diámetro de los haces de enfriamiento, Figura 5.25. Como puede observarse en ésta gráfica, los resultados muestran que el número de átomos de ^{133}Cs atrapados en la MOT tiene una dependencia lineal con el diámetro de los haces de enfriamiento. Lo anterior se debe a que si se aumenta el diámetro de los haces de enfriamiento crece la región de enfriamiento, es decir, aumenta la región de intersección de los tres pares de haces láser, existiendo una mayor probabilidad de que un mayor número de átomos entren en esta región con velocidades relativamente pequeñas, del orden

de 1 cm/s, y por consiguiente un mayor número de átomos pueden ser atrapados. Los experimentos realizados con diámetros de los haces de enfriamiento pequeños (menor a 1 cm) son muy sensibles particularmente a la alineación de los haces de luz, por lo que fue necesario tener suficiente cuidado en la alineación de los haces con el fin de asegurar una buena incertidumbre en la medición del número de átomo atrapados en la MOT.

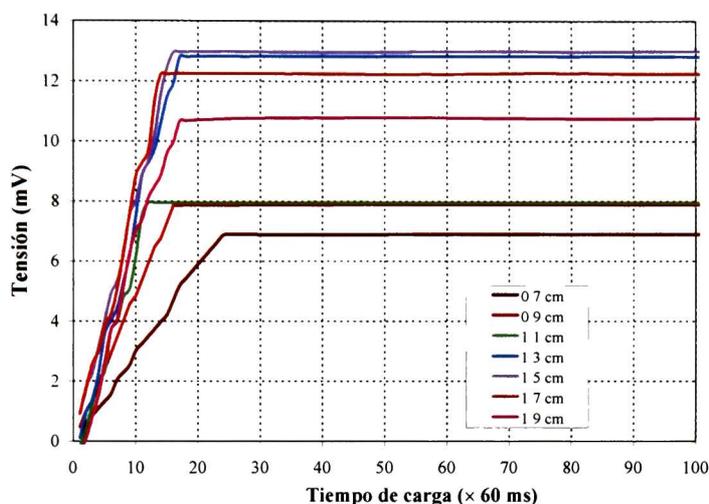


Figura 5.24. Tiempo de carga de la MOT como función del diámetro de los haces de enfriamiento.

El máximo número de átomos atrapados se obtuvo para un diámetro de los haces de enfriamiento de 1.9 cm. Estos resultados nos indican que la velocidad de captura aumenta proporcionalmente conforme aumenta el diámetro de los haces de enfriamiento. Las condiciones de operación para este conjunto de experimentos fueron, intensidad de los haces de enfriamiento: 1.52 mW/cm^2 , corrimiento en frecuencia de la luz láser: -12 MHz y gradiente de campo magnético: 5.3 G/cm.

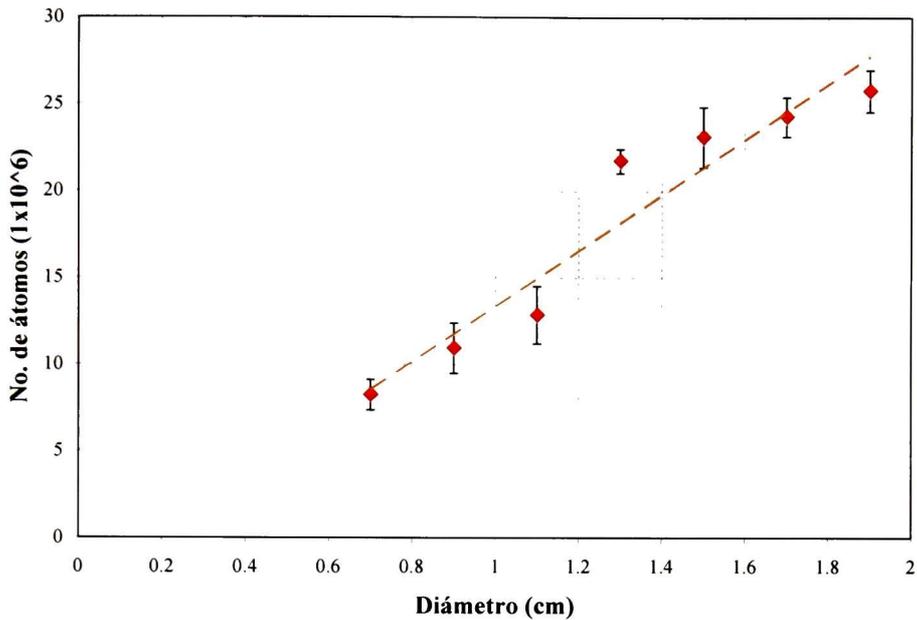


Figura 5.25. Dependencia del número de átomos atrapados en la MOT como función del diámetro de los haces de enfriamiento. Los parámetros que se mantuvieron fijos para obtener estos resultados fueron, intensidad de los haces de enfriamiento: 1.5 mW/cm^2 , corrimiento en frecuencia de la luz láser: 12 MHz y gradiente de campo magnético: 5.3 G/cm.

5.12 MEDICIÓN DEL NÚMERO DE ÁTOMOS EN FUNCIÓN DE LA INTENSIDAD DE LOS HACES DE ENFRIAMIENTO

La potencia óptica de los haces de enfriamiento se midió con un medidor de potencia óptica. En las Figuras 5.26 a 5.32 se indican los experimentos de la señal de fluorescencia al variar la intensidad de los haces de enfriamiento. En estas gráficas se mantuvo constante el diámetro de los haces, el corrimiento en frecuencia de la luz y el gradiente de campo magnético.

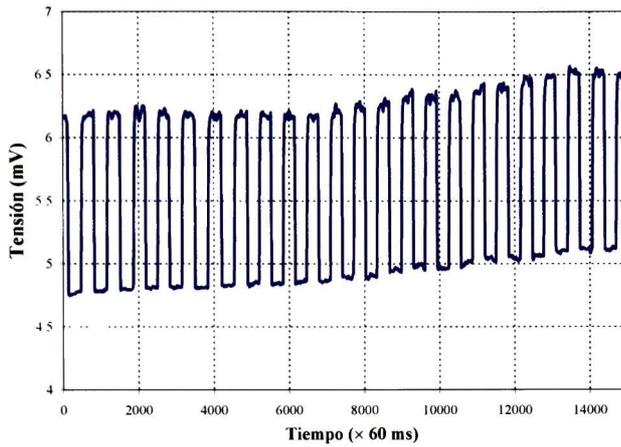


Figura 5.26. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 1.52 mW/cm^2 .

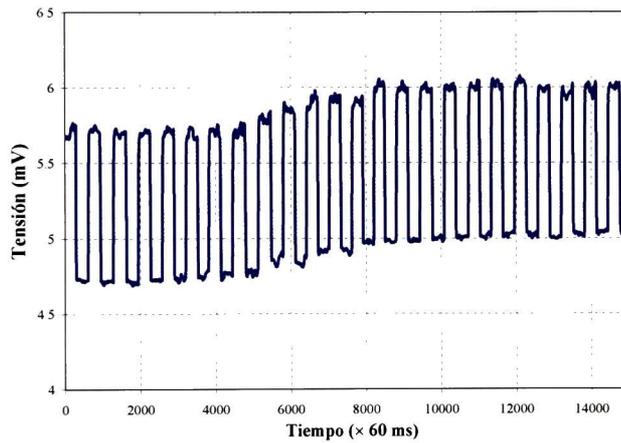


Figura 5.27. Medición de la fluorescencia para un conjunto de ensayos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 1.38 mW/cm^2 .

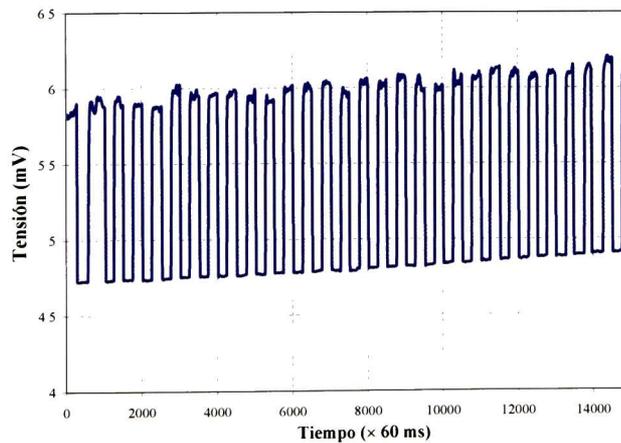


Figura 5.28. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 1.27 mW/cm^2 .

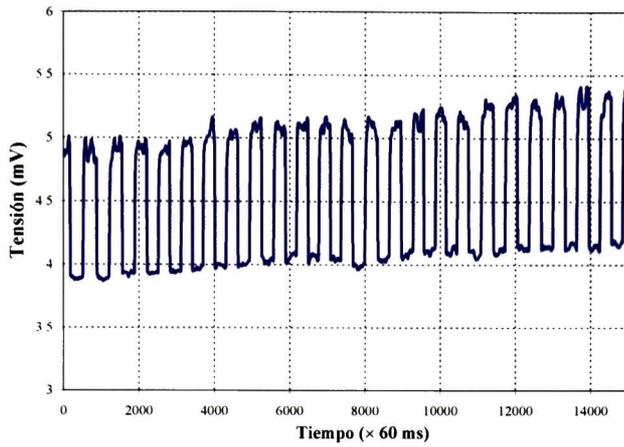


Figura 5.29. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 0.85 mW/cm^2 .

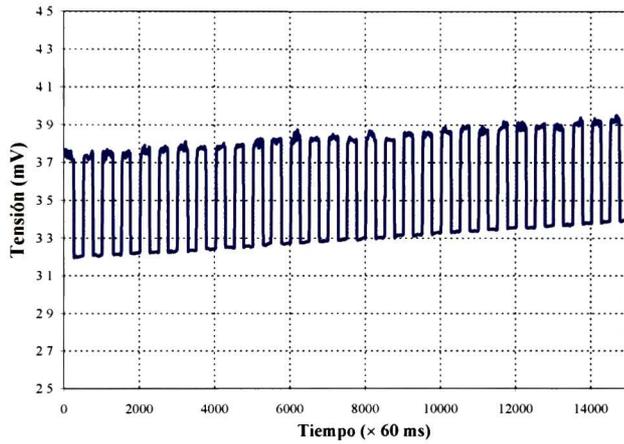


Figura 5.30. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 0.72 mW/cm^2 .

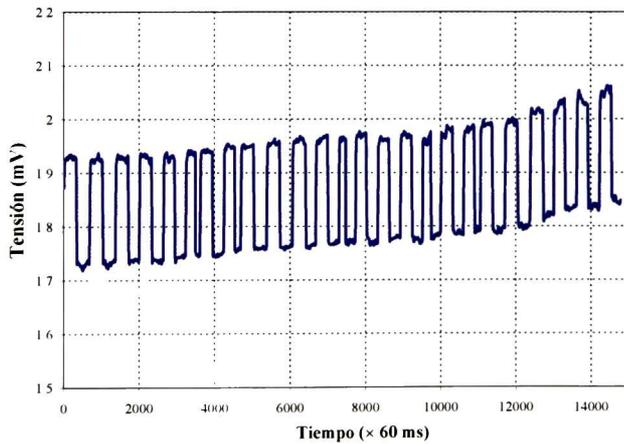


Figura 5.31. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 0.55 mW/cm^2 .

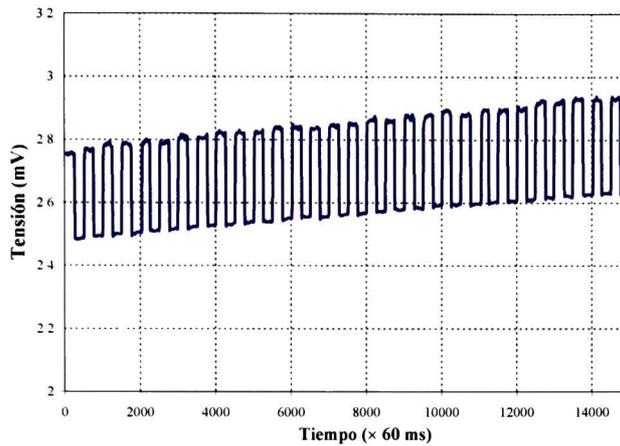


Figura 5.32. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con intensidad de cada uno de los haces de enfriamiento de 0.47 mW/cm^2 .

El comportamiento de la razón de carga como función de la intensidad de los haces de enfriamiento se muestra en la Figura 5.33. De esta figura es posible inferir que el tiempo de carga disminuye conforme disminuye la intensidad de los haces de enfriamiento. Esto se debe al incremento de la población del estado excitado el cual también incrementa la razón de pérdida ocasionada por las colisiones entre los átomos del estado excitado y el estado fundamental.

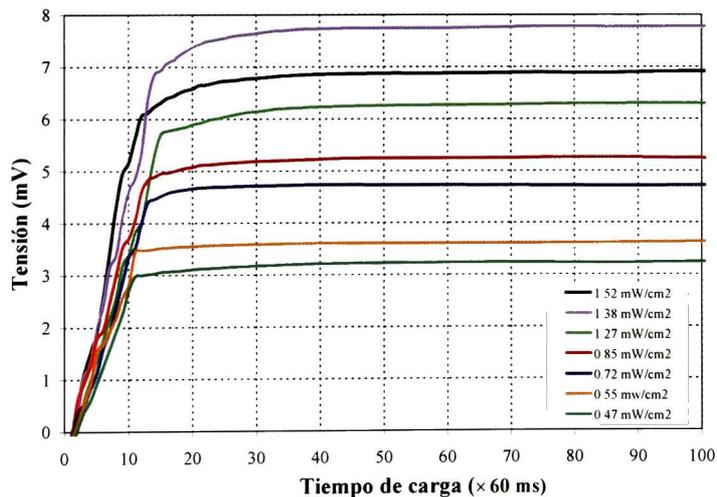


Figura 5.33. Tiempo de carga de la MOT como función de la intensidad de los haces de enfriamiento.

La Figura 5.34 muestra la dependencia del número de átomos atrapados en condiciones de estado estacionario en la MOT operando con diámetros de los haces de enfriamiento de 1.9 cm, un corrimiento al rojo de los haces de enfriamiento de 12 MHz y con un gradiente de campo magnético de 5.3 G/cm. En esta figura los puntos indican el promedio de un conjunto de experimentos para diferentes intensidades de los haces de enfriamiento. En cada uno de estos promedios se indica mediante barras su incertidumbre de medición. La línea punteada corresponde a un ajuste polinomial para apreciar la tendencia que tiene el número de átomos atrapados en la MOT como función de la intensidad de los haces de enfriamiento.

De acuerdo a la ecuación (3.48), pág. 46, la fuerza de atrapamiento para intensidades bajas crece linealmente con la intensidad láser. Este hecho permite capturar a los átomos aun cuando presentan velocidades mayores a la velocidad de captura ocasionando que aumente la razón de carga de acuerdo con la ecuación (3.74), pág. 68. De la gráfica de la Figura 5.34, observamos que aún a la más alta intensidad de los haces láser experimentada no se presentó una saturación de átomos debido a que existe una correlación con respecto a la región de intersección de los haces de enfriamiento y el corrimiento en frecuencia de la luz, con la intensidad de los haces en la MOT. Es decir, bajo las condiciones de operación en las que se realizaron estos experimentos, todos los átomos que se encontraban en la región de la melaza óptica podían ser capturados.

La intensidad de los haces de enfriamiento se varió desde 1.52 mW/cm^2 hasta 0.47 mW/cm^2 . Estos valores resultaron al colocar filtros de densidad neutra de valores estandarizados en el camino del haz de enfriamiento, antes de que fuera fraccionado en tres haces. Cada una de las intensidades con las cuales se trabajó fue medida en cada uno de los haces de enfriamiento y se corroboró que cada uno de los tres pares de haces presentara igual intensidad con el fin de no tener un desbalance de las fuerzas de presión de radiación y con ello una deformación en la nube de átomos atrapados que diera una indicación errónea acerca del número de átomos presentes en la nube.

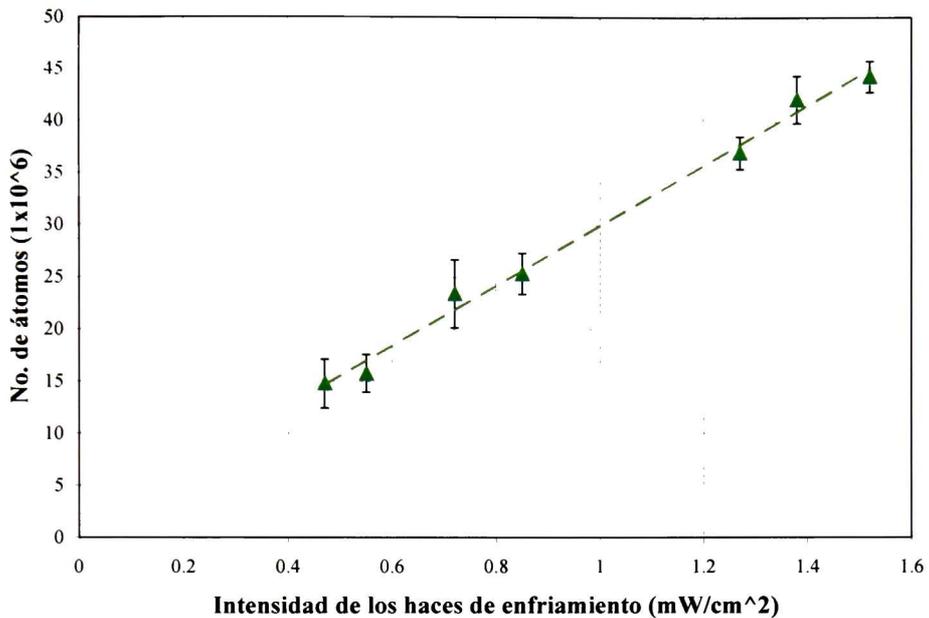


Figura 5.34. Dependencia del número de átomos atrapados en la MOT como función de la intensidad de los haces de enfriamiento. Los parámetros que se mantuvieron fijos para obtener estos resultados fueron, diámetro de los haces de enfriamiento: 1.9 cm, corrimiento en frecuencia de la luz láser: 12 MHz y gradiente de campo magnético: 5.3 G/cm.

5.13 MEDICIÓN DEL NÚMERO DE ÁTOMOS EN FUNCIÓN DEL CORRIMIENTO EN FRECUENCIA DE LA LUZ LÁSER

En las Figuras 5.35 a 5.41 se indican los experimentos de la señal de fluorescencia al variar el corrimiento en frecuencia de la luz láser. En estas gráficas se mantuvo constante el diámetro de los haces de enfriamiento: 1.9 cm, la intensidad de los haces de luz: 1.52 mW/cm² y el gradiente de campo magnético: 5.3 G/cm.

En las gráficas de las Figuras 5.35 a 5.41 se presenta la pendiente de la señal de fluorescencia, excepto para la grafica de la Figura 5.39. Existen registros (fecha y hora) de que estos experimentos se realizaron durante el día con temperaturas en el laboratorio de aproximadamente (20 °C) mientras que los experimentos que no presentan esta pendiente (Figura 5.39) fueron realizados durante la noche (17° C) cuando la temperatura del

laboratorio fue menor. El efecto de la temperatura de los equipos operando en el laboratorio modifica ligeramente la alineación de los haces de luz láser.

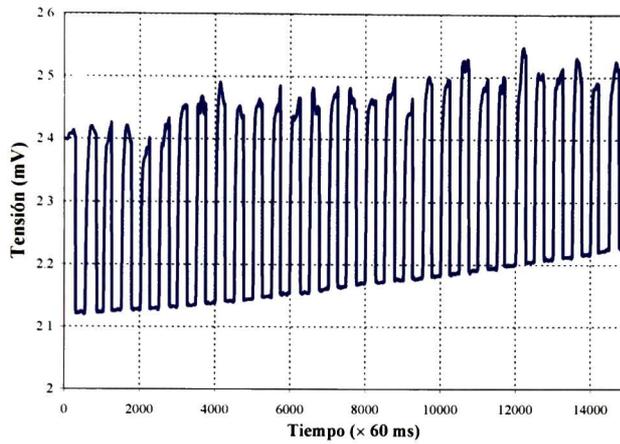


Figura 5.35. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 5 MHz.

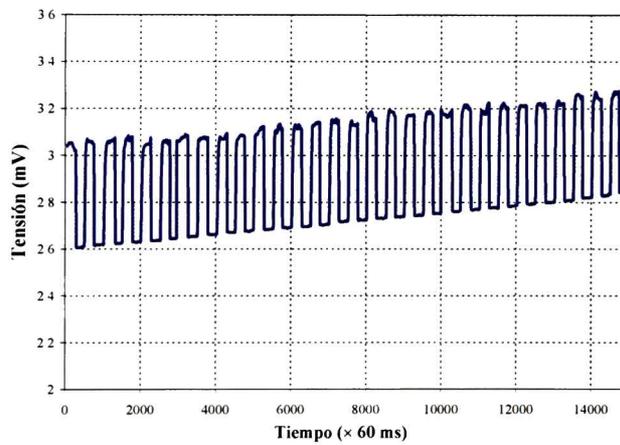


Figura 5.36. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 8 MHz.

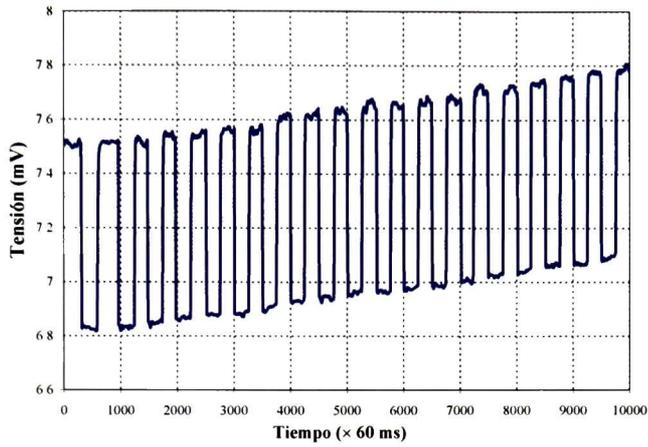


Figura 5.37. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 10 MHz.

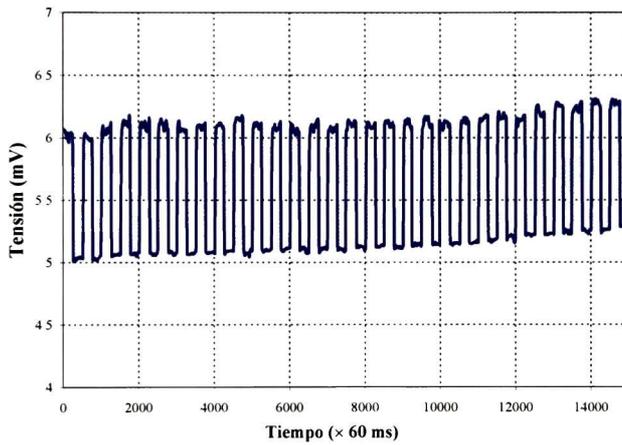


Figura 5.38. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 12 MHz.

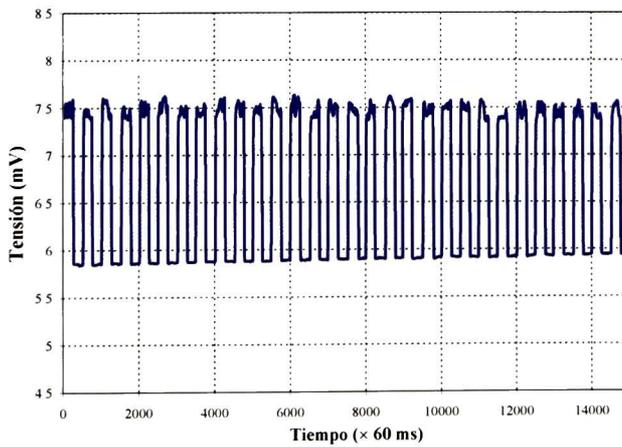


Figura 5.39. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 14 MHz.

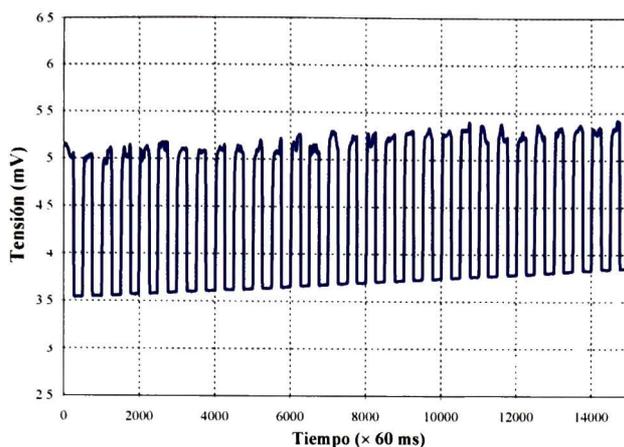


Figura 5.40. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 16 MHz.

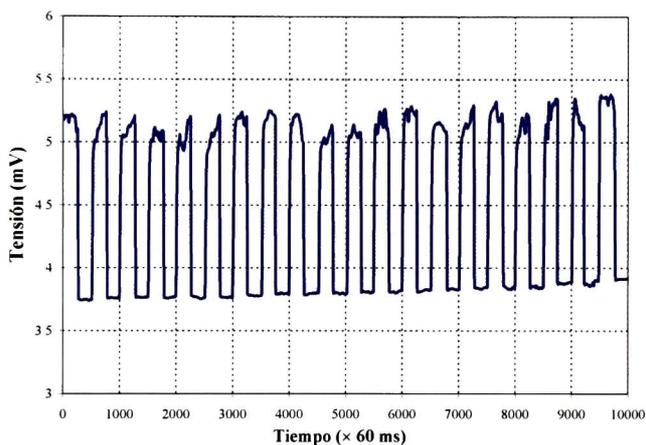


Figura 5.41. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos con un corrimiento en frecuencia de la luz láser de 18 MHz.

Con la información contenida en estos gráficos obtenemos el número de átomos atrapados en la MOT como función del corrimiento en frecuencia de la luz láser. El corrimiento en frecuencia de la luz láser fue cambiado gracias a un ajuste en la frecuencia de los moduladores acusto-ópticos. En la Figura 5.42 se muestra el comportamiento que tiene la razón de carga en función del corrimiento en frecuencia de la luz láser. En esta figura observamos que mientras menor es el corrimiento en frecuencia de la luz menor es el tiempo de carga. Esto es claro, ya que como existen pocos átomos que se encuentran en resonancia con la luz, estos son fácilmente atrapados bajo las condiciones que opera la MOT, mientras que si existe un mayor número de átomos en resonancia con la luz láser mayor es el tiempo para atraparlos en su totalidad. Por otro lado, en la Figura 5.43 se

observa que conforme el corrimiento en frecuencia de la luz láser se incrementa, el número de átomos se incrementa hasta alcanzar un valor máximo, después de este valor (14 MHz para nuestro caso), el número de átomos decae. Este comportamiento sólo se da cuando se opera la trampa con un gradiente de campo magnético óptimo. Este resultado es entendido fácilmente, ya que debe de existir un valor del corrimiento en frecuencia de la luz que sea óptimo para que un gran número de átomos se encuentre en resonancia con la luz láser para ciertas condiciones de operación de la MOT. Los resultados nos indican que el máximo número de átomos que se pueden atrapar en la MOT corresponde a un valor en el corrimiento en frecuencia de la luz de 14 MHz con respecto a los átomos que se encuentran en la cámara esférica a alto vacío. Estos resultados están de acuerdo con aquellos presentados en la referencia [41]. Sin embargo en la referencia [41] no se incluyen valores de incertidumbre asociada a la medición.

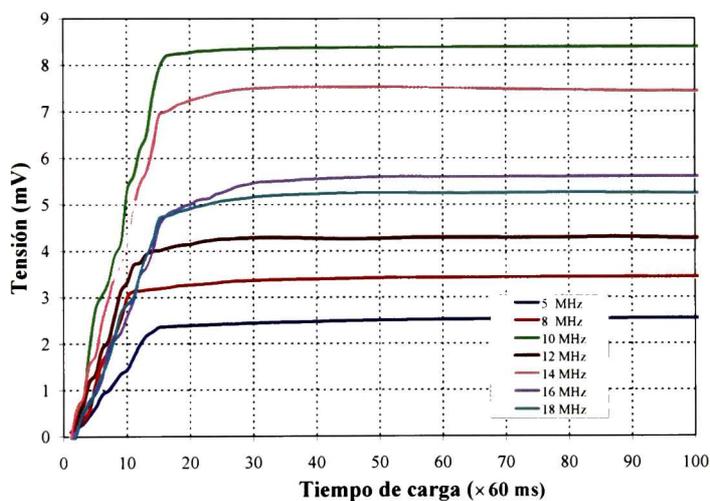


Figura 5.42. Tiempo de carga de la MOT como función del corrimiento en frecuencia de la luz láser.

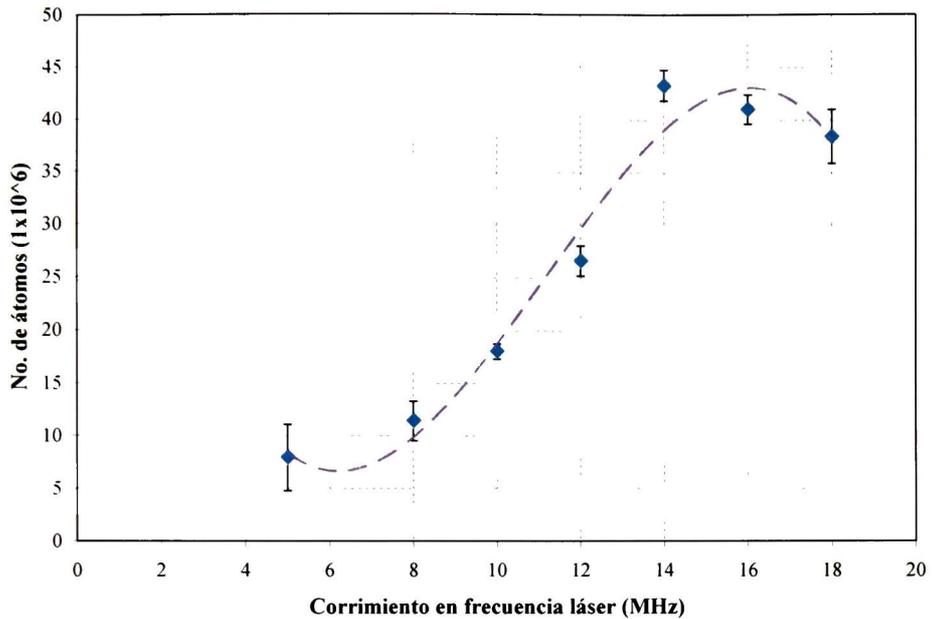


Figura 5.43. Dependencia del número de átomos atrapados en la MOT como función del corrimiento en frecuencia de la luz láser. Los parámetros que se mantuvieron fijos para obtener estos resultados fueron, diámetro de los haces de enfriamiento: 1.9 cm, intensidad de los haces: 1.5 mW/cm^2 y gradiente de campo magnético: 5.3 G/cm.

5.14 MEDICIÓN DEL NÚMERO DE ÁTOMOS EN FUNCIÓN DEL GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO APLICADO EN LA MOT

En las Figuras 5.44 a 5.50 se indican los experimentos de la señal de fluorescencia al variar el gradiente de campo magnético. En estas gráficas se mantuvo constante el diámetro de los haces de enfriamiento: 1.9 cm, la intensidad de los haces de luz: 1.52 mW/cm^2 y el corrimiento en frecuencia de la luz láser: 12 MHz.

El gradiente de campo magnético se cambió ajustando la corriente en las bobinas anti-Helmholtz. La corriente en las bobinas se varió desde un valor de 2 A hasta 0.6 A. El ajuste se realiza manual y directamente en la fuente de alimentación de las bobinas.

En la Figura 5.51 se muestra el comportamiento que tiene la razón de carga en función del gradiente de campo magnético aplicado. Al parecer, el gradiente de campo magnético

aplicado en la MOT tiene poco efecto con respecto a la razón de carga. En ninguna de las gráficas de la Figura 5.51 se observa un cambio apreciable del tiempo de carga en la MOT excepto para la curva con gradiente de campo magnético de 1.6 G/cm que fue el menor gradiente de campo magnético experimentado en la MOT.

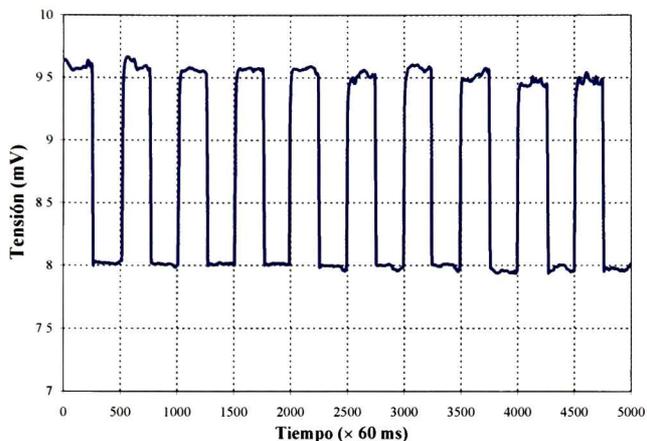


Figura 5.44. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 1.6 G/cm.

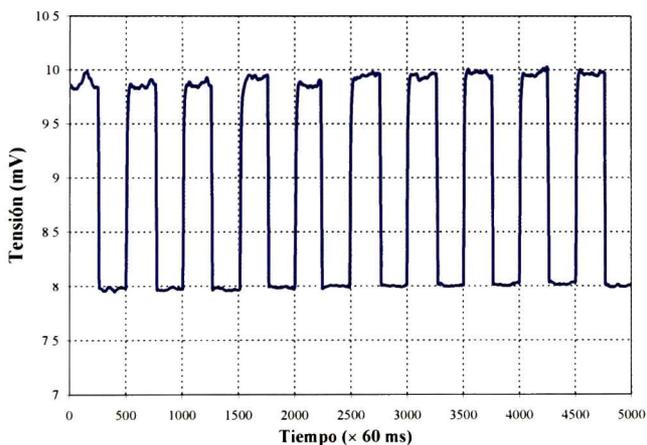


Figura 5.45. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 2.1 G/cm.

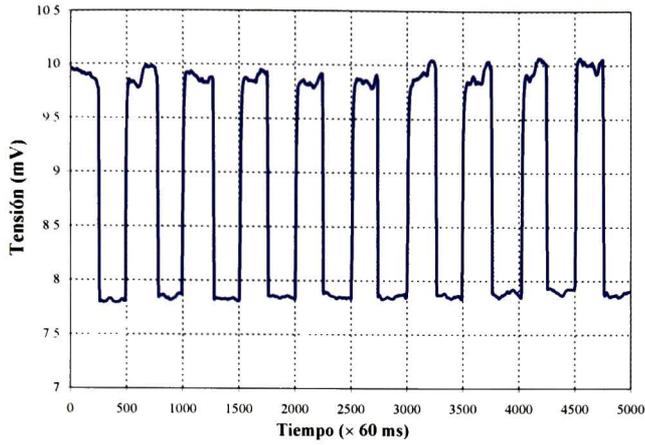


Figura 5.46. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 2.7 G/cm.

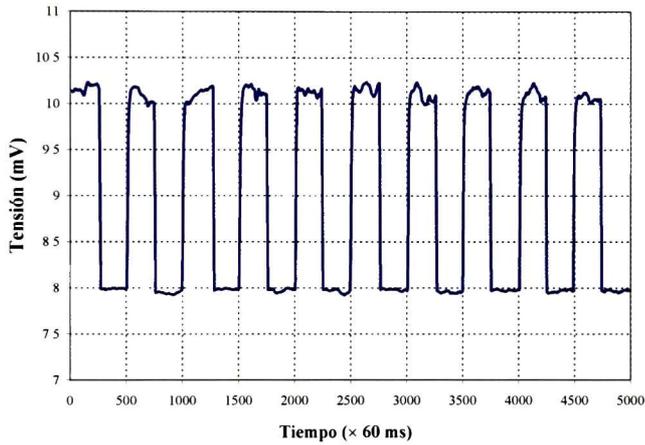


Figura 5.47. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 3.2 G/cm.

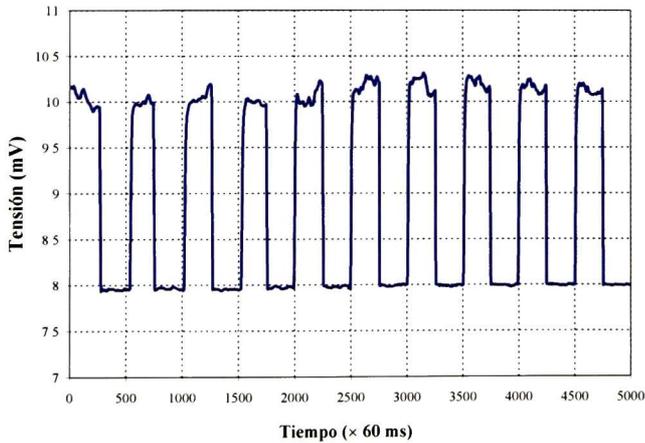


Figura 5.48. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 3.7 G/cm.

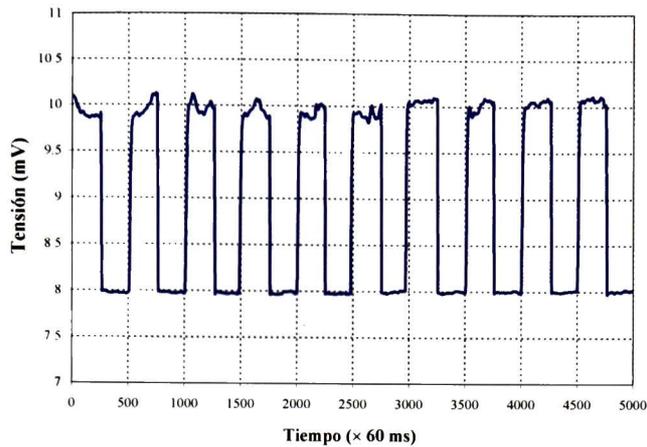


Figura 5.49. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 4.3 G/cm.

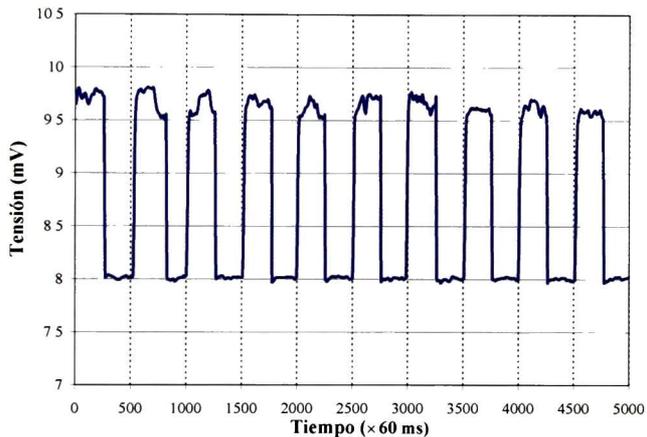


Figura 5.50. Medición de la fluorescencia para un conjunto de experimentos aplicando un gradiente de campo magnético de 5.3 G/cm.

Con la información de estas señales de fluorescencia se construye la gráfica de la Figura 5.52 que muestra el comportamiento del número de átomos atrapados en la MOT como función del gradiente de campo magnético. Conforme se incrementa el gradiente de campo magnético hasta 3.2 G/cm aumenta el número de átomos atrapados en la MOT, después de este valor, existe una saturación en el número de átomos y si continuamos aumentando el gradiente de campo magnético hasta 5.3 G/cm se tiene una disminución en el número de átomos atrapados. Esto se debe a que después de la saturación predomina el mecanismo de pérdida de la trampa por efecto de las colisiones de los átomos atrapados y de los átomos que entran a la trampa. Es claro que este comportamiento no reduce el tiempo de carga en la MOT, sino por el contrario, las condiciones de operación de la trampa favorecen el

atrapamiento de átomos en la MOT, debido a que existe una gran cantidad de átomos capturados, la cantidad de colisiones también se incrementa. Adicionalmente los átomos que se encuentran en el límite de la trampa experimentan una mayor fuerza de amortiguamiento, es decir son enviados al centro de la trampa con mayor fuerza lo que ocasiona que colisionen también con mayor fuerza con los átomos que se encuentran ya atrapados y por lo tanto, predomine la razón de pérdida en la MOT. Creemos que ésta es la principal razón, aunque otros efectos también contribuyen para este comportamiento como la profundidad de la trampa y las variaciones de las reglas de selección, por mencionar algunos.

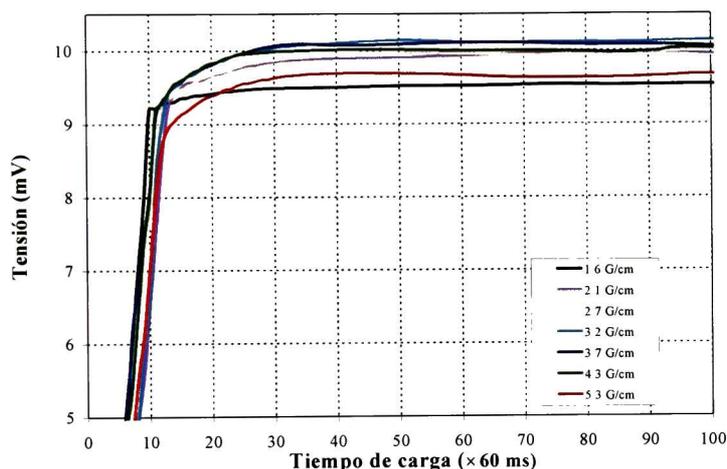


Figura 5.42. Tiempo de carga de la MOT como función del gradiente de campo magnético.

El gradiente de campo magnético es importante en el proceso de captura de los átomos en la MOT. El volumen de captura de nuestra trampa tiene una longitud característica de 1.9 cm. A través de esta distancia los átomos son desacelerados y capturados por la fuerza de presión de radiación. Si el campo tiene un gradiente grande dentro del intervalo de captura, los átomos salen de la resonancia por desdoblamiento Zeeman y no pueden permanecer resonantes a lo largo del camino de la desaceleración causando una disminución en la razón de carga. En otras palabras, los átomos no pueden seguir adiabáticamente el campo magnético [80].

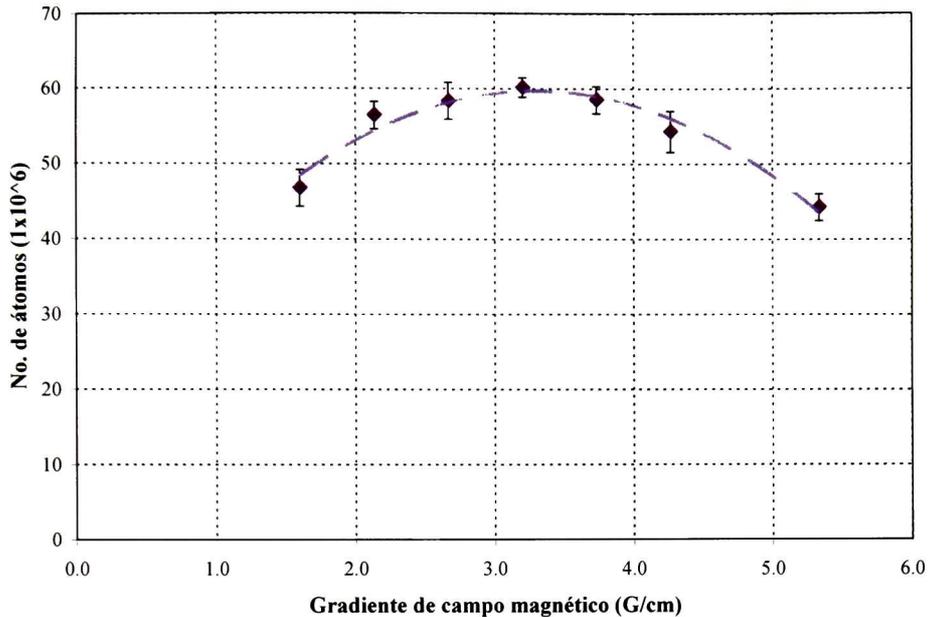


Figura 5.52. Dependencia del número de átomos atrapados en la MOT como función del gradiente de campo magnético. Los parámetros que se mantuvieron fijos para obtener estos resultados fueron, diámetro de los haces de enfriamiento: 1.9 cm, corrimiento en frecuencia de la luz láser: 12 MHz e intensidad de los haces de enfriamiento: 1.5 mW/cm^2 .

Para el caso de nuestras condiciones experimentales, observamos un gradiente de campo magnético óptimo de 3.2 G/cm. Arriba de este valor, pensamos que el mecanismo de pérdida es el dominante debido a las colisiones entre los átomos. Si consideramos que dentro de los límites del volumen de captura en los que operamos la MOT, existen muy pocas posibilidades de que los átomos se encuentren fuera de la resonancia y que puedan causar una disminución en el proceso de carga, ya que lo anterior se vería reflejado en las gráficas de la Figura 5.51.

En la Tabla 3 se presenta de manera resumida los resultados del número de átomos atrapados en nuestra MOT en función de cada uno de los parámetros de operación que se cambiaron, tales como el diámetro de los haces de enfriamiento, el corrimiento en frecuencia de la luz láser, la intensidad de los haces de luz y el gradiente de campo magnético. Para cada parámetro se indica el número máximo de átomos atrapados con números en negritas.

Tabla 3

RESUMEN DE RESULTADOS

Diámetro (cm)	1.9	1.7	1.5	1.3	1.1	0.9	0.7
Número prom. de átomos	2.58E+07	2.43E+07	2.31E+07	2.17E+07	1.29E+07	1.09E+07	8.25E+06
Intensidad (mW/cm ²)	1.52	1.38	1.27	0.85	0.72	0.55	0.47
Número prom. de átomos	4.43E+07	4.21E+07	3.70E+07	2.54E+07	2.34E+07	1.58E+07	1.48E+07
Corrimiento (MHz)	18	16	14	12	10	8	5
Número prom. de átomos	3.84E+07	4.10E+07	4.33E+07	2.66E+07	1.81E+07	1.14E+07	7.94E+06
Gradiente (G/cm)	5.33	4.27	3.73	3.20	2.67	2.13	1.60
Número prom. de átomos	4.43E+07	5.43E+07	5.85E+07	6.02E+07	5.84E+07	5.65E+07	4.68E+07

Los mejores parámetros experimentalmente obtenidos para operar nuestra MOT para atrapar el mayor número de átomos de Cs son: 3.2 G/cm para el gradiente de campo magnético, 1.9 cm como diámetro de los haces de enfriamiento, 1.52 mW/cm² para la intensidad de los haces introducidos en la cámara esférica y -14 MHz como corrimiento en frecuencia de la luz láser. Algunos de estos resultados concuerdan con lo publicado por K. Lindquist, M Stephens, and C. Wieman [53].

CAPITULO VI

ANALISIS DE INCERTIDUMBRE



6.0 ANÁLISIS DE INCERTIDUMBRE

En esta sección se determinara el parámetro que caracteriza la dispersión de los valores que pueden ser atribuidos razonablemente al mensurando (Y), es decir, se estima la incertidumbre de la medición del número de átomos atrapados en nuestra MOT como función de sus parámetros de operación. El análisis de incertidumbre que se presenta esta basado en la “*Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (GUM)*” [81]. Una de las tareas iniciales a realizar en la estimación de la incertidumbre es la elaboración de una lista exhaustiva de las contribuciones de diversas fuentes que afectan a la medición. Estas contribuciones pueden depender del principio de medición, del método y del procedimiento seleccionado para realizar la medición. Considerando a la medición como todo un proceso y del modelo matemático presentado en la sección 5.10, ecuación (5.2), pág. 126, es posible identificar las magnitudes de influencia o de entrada (X) que se relacionan con la magnitud de salida o mensurando (número de átomos de ^{133}Cs atrapados, N , en la MOT), tales como: la potencia óptica P de la fluorescencia proveniente de los átomos fríos, el ángulo sólido Ω del fotodetector con respecto a la nube de átomos fríos de ^{133}Cs , la razón de dispersión de fotones r para la transición cíclica y la energía de los fotones fluorescentes $h\nu$. Por lo tanto, se tiene que: $N = N(P, \Omega, r, \nu)$ y algunas de las fuentes de incertidumbre que están asociadas con la medición son por ejemplo, los resultados de la calibración del sistema de medición utilizado para medir la señal de fluorescencia emitida por la nube de átomos atrapados en la MOT, la repetibilidad en las lecturas de la señal de fluorescencia registrada por el fotodetector, la reproducibilidad de las mediciones por cambios en las condiciones del laboratorio (variaciones de las condiciones ambientales), las características de los instrumentos de medición, como su resolución, su deriva, entre otras. Es importante cuantificar cada una de estas fuentes de incertidumbre sin desechar ninguna de ellas por pequeña que parezca y para su cuantificación se distinguen dos métodos fundamentales [81], uno es el método de evaluación tipo A que esta basado en un análisis estadístico de las mediciones realizadas y el otro es el método de evaluación tipo B que comprende todas las demás maneras de estimar la incertidumbre de la medición.

En nuestro experimento las fuentes de incertidumbre tipo A las determinamos a partir de observaciones repetidas en base a la dispersión de los resultados individuales q_j , por lo que obtenemos primero la media aritmética (\bar{q}) de los resultados individuales de n experimentos independientes como:

$$\bar{q} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n q_j \quad (6.1)$$

Así podemos describir la incertidumbre estándar de cualquiera de las magnitudes de entrada (X) como:

$$\mu(x_i) = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \cdot \sum_k^n (q_k - \bar{q})^2} \quad (6.2)$$

En este punto mencionamos que en la realización de los experimentos efectuados para determinar el número de átomos atrapados en nuestra MOT caracterizamos previamente el método a utilizar y los experimentos se realizaron bajo condiciones controladas. Con esto aseguramos que la distribución o dispersión de los q_j valores se mantiene constante para los experimentos realizados en diferentes días bajo las mismas condiciones de operación de la MOT. Por otro lado, diremos que se evaluó un número de 60 experimentos, con dos finalidades, primero para reducir la incertidumbre tipo A que es proporcional a $1/\sqrt{n}$ y segundo para aumentar el tiempo de la medición con el objeto de evaluar la estabilidad en la calidad del amarre de los láseres utilizados cuya señal es reflejada en la cantidad de átomos atrapados en la MOT.

Para evaluar las fuentes de incertidumbre tipo B utilizamos información externa proporcionada por los resultados de los certificados de calibración de los equipos utilizados en nuestras experimentos, valores de algunas constantes físicas [82], como el valor de la constante de Planck h , entre otros.

A cada uno de estas fuentes de incertidumbre fue necesario asignarles una distribución, las utilizadas en este análisis fueron la distribución normal que proviene de experimentos repetidos y que es afectada por una o mas magnitudes de influencia y la distribución rectangular en donde la densidad de probabilidades para los valores es constante dentro de un cierto intervalo, como la resolución de un instrumento. Para mayor información se pueden consultar las referencias [81, 83-86].

Con las herramientas estadísticas indicadas se estima cada una de las magnitudes de entrada o contribuciones de las diferentes fuentes de incertidumbre que afectan en la medición. Posteriormente, todas estas contribuciones se combinan para obtener la incertidumbre estándar combinada que contiene la información fundamental sobre la incertidumbre de la magnitud a medir (Y). La contribución de cada una de las fuentes $\mu_i(y)$ se determina por el producto de la incertidumbre estándar $\mu(x_i)$ de la propia fuente y de su coeficiente de sensibilidad c_i como:

$$\mu_i(y) = c_i \cdot \mu(x_i) \quad (6.3)$$

Por lo tanto, para determinar la incertidumbre estándar combinada en la medición del número de átomos atrapados en la MOT aplicamos la siguiente fórmula [81]:

$$\mu_c^2(N) = \sum_i^n \left[\frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \mu(x_i) \right]^2 \quad (6.4)$$

donde $\partial f / \partial x_i = c_i$. Aplicando esta ley de propagación de incertidumbres de acuerdo con la GUM, la incertidumbre $\mu_c(N)$ en el número de átomos de ^{133}Cs atrapados en nuestra MOT puede ser escrito como sigue:

$$\mu_c(N) = \sqrt{\left[\left(\frac{\partial N}{\partial P} \right) \cdot \mu_p \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial N}{\partial \Omega} \right) \cdot \mu_\Omega \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial N}{\partial r} \right) \cdot \mu_r \right]^2 + \left[\left(\frac{\partial N}{\partial v} \right) \cdot \mu_v \right]^2} \quad (6.5)$$

donde μ_p es la incertidumbre asociada con la medición de potencia fluorescente en nuestra MOT, esta incertidumbre incluye la incertidumbre asociada con todo el sistema de medición de potencia óptica, la incertidumbre por repetibilidad y la incertidumbre por reproducibilidad, estas fuentes de incertidumbre tienen contribuciones tipo A y B debido a que la medición de la fluorescencia proviene del registro de varias mediciones repetidas, mientras que los datos tomados del certificado de calibración del equipo para medir la potencia contribuyen con incertidumbres tipo B. μ_Ω es la incertidumbre asociada con el ángulo sólido, esta incertidumbre incluye la incertidumbre por medición de la distancia a partir de la nube de átomos fríos al centro del fotodetector, también tiene contribuciones de incertidumbre tipo A y B ya que la distancia de la nube al detector se realiza con un vernier calibrado y se hicieron mediciones repetidas, mientras que las contribuciones del tipo B provienen de los certificados y de la resolución del equipo utilizado. μ_r es la incertidumbre asociada a la razón de dispersión de fotones, en esta fuente de incertidumbre se incluyen varias contribuciones, como son: la incertidumbre en la intensidad del láser, la incertidumbre en el ancho de línea del láser, la incertidumbre en el corrimiento en frecuencia, que incluye el efecto Doppler y el corrimiento Zeeman, la incertidumbre de los parámetros de corrección o ajuste de la población de los niveles Zeeman, entre otras fuentes de incertidumbre. Finalmente μ_ν es la incertidumbre asociada a la frecuencia láser. La habilidad para variar justamente un parámetro de operación de la trampa mientras los otros se mantienen constantes nos ofrece un método conveniente de medir sistemáticamente el número de átomos atrapados como una función de varios parámetros de operación de la MOT.

En la Tabla 4 se indica el orden de magnitud obtenido para cada uno de los coeficientes de sensibilidad así como la incertidumbre de medición para cada una de las variables de entrada evaluadas.

En este análisis de incertidumbre es interesante notar que la mayor fuente de incertidumbre en la medición del número de átomos atrapados en nuestra MOT proviene de la incertidumbre de medición correspondiente a la potencia óptica. Valores numéricos de los términos de la ecuación (6.5) dependen por supuesto, de los valores específicos para los parámetros de

operación de la MOT. Sin embargo, podemos mencionar que el término $(\partial N/\partial P) \cdot \mu_p$ presenta valores alrededor de partes en 10^5 . La siguiente contribución a la incertidumbre total del número de átomos atrapados corresponde a la incertidumbre por la razón de dispersión de fotones $(\partial N/\partial r) \cdot \mu_r$, la cual es solamente un orden de magnitud menor que la incertidumbre asociada con la medición de potencia óptica, arrojando resultados de partes en 10^4 . La tercera fuente de incertidumbre, en orden de importancia, se debe a la contribución del ángulo sólido $(\partial N/\partial \Omega) \cdot \mu_\Omega$, este valor se presenta en partes en 10^3 . Finalmente, con una contribución que puede ser ignorada se encuentra la incertidumbre correspondiente al término de frecuencia del haz láser, $(\partial N/\partial \nu) \cdot \mu_\nu$, este término indica valores de partes en 10^{-2} .

Tabla 4			
INCERTIDUMBRE EN LA MEDICIÓN			
Fuente de incertidumbre	Coefficiente de sensibilidad	Incertidumbre estándar de la propia fuente	Contribución de cada fuente a la incertidumbre total
Potencia óptica	$\frac{\partial N}{\partial P} \approx 10^{15}$	$\mu_p \approx 10^{-10}$	$\approx 10^5$
Razón de dispersión de fotones	$\frac{\partial N}{\partial r} \approx 2$	$\mu_r \approx 10^4$	$\approx 10^4$
Angulo sólido	$\frac{\partial N}{\partial \Omega} \approx 10^7$	$\mu_\Omega \approx 10^{-8}$	$\approx 10^3$
Frecuencia del láser	$\frac{\partial N}{\partial \nu} \approx 10^{-8}$	$\mu_\nu \approx 10^6$	$\approx 10^{-2}$

La mejor incertidumbre obtenida en este trabajo de investigación para el número de átomos de ^{133}Cs atrapados en nuestra MOT corresponde a $\mu(N) = \pm 1.4 \times 10^6$ para $N = 6 \times 10^7$, este valor de incertidumbre es menor que el 2.5% de error en la medición de N . Este valor de incertidumbre corresponde a los siguientes parámetros de operación de nuestra MOT:

intensidad, diámetro y corrimiento en frecuencia de los haces de luz láser: 1.5 mW/cm², 1.9 cm y 12 MHz, respectivamente. En este caso, el gradiente de campo magnético fue de 3.2 G/cm. Para el peor de los casos, se obtiene una incertidumbre de medición de $\mu(N) = \pm 2.5 \times 10^5$ para $N = 7.9 \times 10^6$ átomos, lo cual corresponde a los siguientes parámetros de operación de la MOT: intensidad, diámetro y corrimiento en frecuencia de los haces de luz láser de: 1.5 mW/cm², 1.9 cm, y 5 MHz, respectivamente y un gradiente de campo magnético de: 5.3 G/cm. Este valor de incertidumbre corresponde a un error de 3.2% en la medición del número de átomos ¹³³Cs atrapados en nuestra MOT.

Los valores informados de la incertidumbre de medición del número de átomos atrapados en la MOT representan un intervalo centrado en el mejor estimado del mensurando que contiene el valor verdadero con una probabilidad de aproximadamente el 68%, bajo la suposición de que los posibles valores del número de átomos atrapados sigue una distribución normal. Generalmente es preferible tener una probabilidad mayor a la informada, lo cual se obtiene expandiendo el intervalo de incertidumbre por un factor k llamado factor de cobertura, como:

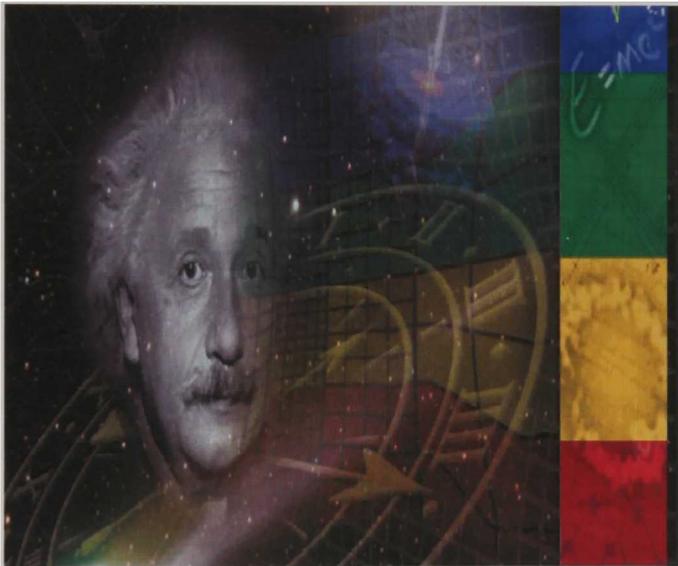
$$U = \mu_c \cdot k \quad (6.6)$$

donde U es la incertidumbre expandida que indica un intervalo que representa una fracción p de los valores que puede probablemente tomar el mensurando. El valor de p es llamado el nivel de confianza y puede ser elegido a conveniencia. Un valor de $k = 1$ representa un nivel de confianza del 68%, mientras que $k = 2$ corresponde a un nivel de confianza del 95.45%.

Por lo tanto, si se asume que la distribución de valores de los diferentes parámetros en nuestra MOT presenta una distribución normal, es posible incrementar el nivel de confianza en la incertidumbre del número de átomos de Cs atrapados hasta un nivel de confianza del 95% y siguiendo con la recomendación de la Guía ISO para la Expresión de la Incertidumbre en la Medición utilizamos un factor de cobertura de $k=2$. Con estos criterios la incertidumbre en la medición del número de átomos atrapados en nuestra MOT nunca es mayor al 6.4 % como se demostró en este análisis de incertidumbre.

CAPITULO VII

CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS



7.0 CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

7.1 CONCLUSIONES

La Trampa Magneto-Óptica (MOT) descrita en el capítulo IV fue un diseño estándar que utiliza tres pares de haces láser colocados en posiciones ortogonales con polarización circular ($\sigma^+ - \sigma^-$). En la región de intersección de estos tres pares de haces láser se forma una melaza óptica tridimensional. Un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz es utilizado para producir un gradiente de campo magnético que es mínimo en el centro de la melaza óptica. Con este arreglo se atraparon más de 6×10^7 átomos de Cesio-133 en nuestra MOT. En el capítulo V se informan los resultados de la caracterización de nuestra MOT de Cs diseñada para operar un reloj de fuente atómica. La característica que hace singular a nuestra MOT de Cs, a diferencia de otras MOT's, es el sistema óptico el cual trabaja con luz proveniente de los láseres diodo tipo DBR que operan sin cavidad extendida, el ancho de línea de nuestros láseres DBR es de aproximadamente 1 MHz. Este ancho de línea es suficientemente pequeño para permitir la operación rutinaria de la MOT. Debido a la ausencia de cavidades extendidas en el sistema óptico, nuestra MOT es poco sensible a vibraciones y ruido acústico. Por otro lado, se observó que la estabilidad que presenta la MOT es fuertemente dependiente de la calidad en el amarre de los 3 láseres empleados en el experimento (maestro, esclavo y de rebombeo).

Con la caracterización de la MOT concluimos que existe una dependencia del número de átomos atrapados en estado estacionario con varios parámetros de operación de la MOT como: la intensidad y el diámetro de los haces de enfriamiento, el corrimiento al rojo de la luz láser y el gradiente de campo magnético. Nuestros resultados están de acuerdo con otros publicados previamente [41, 53]. Sin embargo los resultados indicados en este trabajo presentan la incertidumbre de medición más baja aún que las que se han publicado previamente. En la caracterización de la MOT encontramos más de 6×10^7 átomos de Cs atrapados, medidos con una incertidumbre que en ninguno de los casos es mayor al 6.4%, expresado con un factor de cobertura de $k=2$.

Por lo que respecta al método del registro de la fluorescencia se concluye que es un método confiable, su error fue cuantificado debido a que los parámetros de operación de la MOT

fueron controlados adecuadamente. Este método es útil cuando se requiere medir el número de átomos atrapados como función de los parámetros de operación de la MOT.

Es importante mencionar que si bien se informa en este trabajo acerca de la velocidad de captura como función de la intensidad y del diámetro de los haces de enfriamiento, del corrimiento en frecuencia de la luz láser y del gradiente de campo magnético, dichas mediciones estaban fuera del alcance de este trabajo, por lo cual su análisis no se realizó de manera exhaustiva.

7.2 PERSPECTIVAS

Como se mencionó en el desarrollo del trabajo, la caracterización que se realizó en la MOT fue parcial, la continuación en la caracterización total es recomendable. Queda pendiente la medición de la densidad y la temperatura de los átomos atrapados en la MOT, así como la medición de la constante de amortiguamiento, entre otros.

En la División de Tiempo y Frecuencia del CENAM, este experimento es la base para desarrollar el reloj de fuente atómica de alta exactitud, denominado Cs-F1. Es primordial continuar con los trabajos encaminados en esta dirección para la operación de este reloj, así como para cuantificar todas las fuentes de incertidumbre que intervienen para su buen desempeño. Es posible la utilización de este experimento como base para la generación de un condensado de Bose-Einstein de Cesio o Rubidio, experimentos muy atractivos para la medición de constantes físicas universales, entre otras aplicaciones.

También es importante mencionar que este experimento puede aportar las bases y conocimientos necesarios para entender mejor el problema del conteo de átomos como una aproximación al problema de la redefinición de la unidad de masa del Sistema Internacional de Unidades. Por lo tanto, sería interesante continuar investigando las potencialidades del experimento desarrollado con objetivos encaminados para que en el futuro quizás se pueda eventualmente hacer alguna contribución para la redefinición de la unidad de masa, el kilogramo.

Finalmente se comenta que el estudio presentado aquí puede ser utilizado como una guía para construir Trampas Magneto-Ópticas de Cs ó de algún elemento alcalino. Sin embargo, sus características finales dependerán de cada sistema específico utilizado para su construcción y de las condiciones de operación que se deseen alcanzar para su aplicación.

BIBLIOGRAFIA

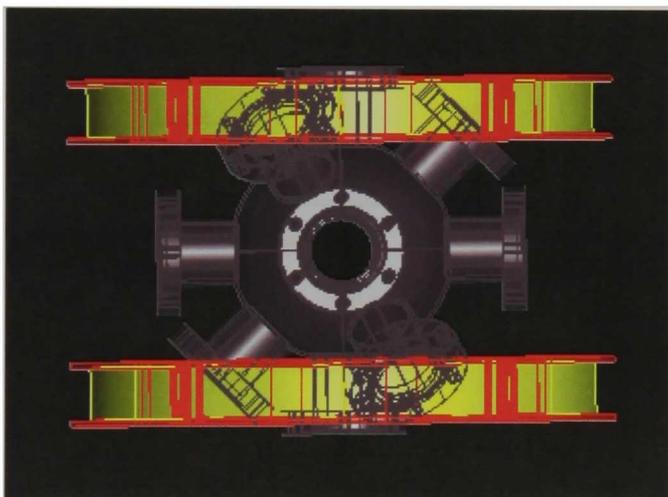
- [1] BIPM 1998 *The International System of Units 7th edn and Supplement 2000: Addenda and Corrigenda to the 7th edition (1998)* (Sèvres, France: Bureau International des Poids et Mesures) <http://www.bipm.org>
- [2] Volkmar Kose, Bernd R. L. Siebert and Wolfgang Wöger, “General principles for the definition of the base units in the SI” *Metrologia* **40**, (2003), 146–153.
- [3] Quinn T. J., “The kilogram: the present state of our knowledge” *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **40**, (1991), 81–5.
- [4] Newell D. B., Steiner R. L. and Williams E. R., “Accurate Measurement of the Planck Constant”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, (1998), 2404–7.
- [5] A. Eichenberger, B. Jeckelman and P. Richard, “Tracing Planck's constant to the kilogram by electromechanical methods” *Metrologia* **40**, (2003), 356-365.
- [6] P Becker, H. Bettin, H-U Danzebrink, M. Gläser, U. Kuetgens, A. Nicolaus, D. Schiel, P. De Bièvre, S. Valkiers and P. Taylor, “Determination of the Avogadro constant via the silicon route”, *Metrologia* **40**, (2003), 271-287.
- [7] A. Picard, “Mass determinations of a 1 kg silicon sphere for the Avogadro project”, *Metrologia* **43**, (2006), 46-52.
- [8] M. Gläser, “Tracing the atomic mass unit to the kilogram by ion accumulation”, *Metrologia* **40** (2003), 376-386.
- [9] Ratschko D., Knolle D., Finke E. and Gläser M., “Accumulation of decelerated gold ions”, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **190**, (2002), 217–21.
- [10] Shiota F., Miki Y., Fujii Y., Morokuma T. and Nezu Y., “Evaluation of equilibrium trajectory of superconducting magnetic levitation system for the future kg unit of mass”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **49**, (2000), 1117-1121.
- [11] Recommendation of the international committee for weights and measures, Recommendation (CI-2005).
- [12] Schwitz W., Jeckelmann B. and Richard P., “Towards a new kilogram definition based on a fundamental constant”, *C. R. Phys.* **5**, (2004), 881–92.
- [13] Mills I. M., Mohr P. J., Quinn T. J., Taylor B. N. and Williams E. R., “Redefinition of the kilogram: a decision whose time has come”, *Metrologia* **42**, (2005), 71.
- [14] R. S. Davis, “Possible new definitions of the kilogram”, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **363**, (2005), 2249-2264.
- [15] de Boer, J., “On the history of quantity calculus and the International System”, *Metrologia* **31**, (1994/95), 405–429.
- [16] Petley, B. W., The atomic mass unit, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **38**, (1989), 175–179.
- [17] Peter Becker, Tracing the definition of the kilogram to the Avogadro constant using a silicon single crystal, *Metrologia* **40**, (2003), 366–375.
- [18] Nicolaus, R. A., Bonsch, G., “A novel interferometer for dimensional measurement of a siliconsphere”, *Instrumentation and Measurement, IEEE Transaction on* Vol. **46**, issue 2, (1997), 563-565.
- [19] Taylor B., Witt T., “New international. electrical references based on the Josephson. and quantum Hall effect”, *Metrologia* **26**, (1989), 46-62.
- [20] Kibble B. *Atomic Masses and Fundamental Constants 5* (edited by J. H. Sanders and A.H. Wapstra), New York, Plenum Press, (1976), 545-551.
- [21] Kibble B., Robinson I., Bellis J. H., “A Realization of the SI Watt by the NPL Moving-Coil Balance”, *Metrologia* **27**, (1990), 173-192.

- [22] Williams E., Steiner R., Newell D., Olsen P., “Accurate measurement of the Planck constant”, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, No. 12, (1998), 2404-2407.
- [23] Steiner R., Williams E., Newell D., Liu R., “Towards an electronic kilogram: an improved measurement of the Planck constant and electron mass” *Metrologia* **42**, (2005), 431-441.
- [24] R. Eisberg, R. Resnick, *Física Cuántica*, Limusa, México, (1997).
- [25] C. Cohen-Tannoudji, B. Dui, F. Laloe, *Quantum Mechanics*, John Wiley & Sons, New York, (1992).
- [26] J. Vanier and C. Audoin, Quantum physics of atomic frequency standards, *Institute of physics publishing*, (1989).
- [27] R. J. Cook, “Atomic motion in resonant radiation: An application of Ehrenfest’s theorem”, *Phys. Rev. A* **20**, (1979), 224.
- [28] J. P. Dowling, J. Gea-Banacloche, “Evanescent light-wave atom mirrors, resonators, waveguides, and traps”, *Adv. Atom. Opt. Mol. Phys.* **37**, (1996), 1.
- [29] H. J. Metcalf, P. Van der Straten, Laser cooling and trapping, Springer-Verlag: New York, (1999).
- [30] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, “Cooling of gases by laser Radiation”, *Opt. Commun.* **13**, (1975), 68-69.
- [31] D. J. Wineland and W. Itano, “Laser cooling of atoms” *Phys. Rev. A* **20**. (1979), 1521-1540.
- [32] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm. A. Cable and A. Ashkin, “Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, (1985), 48.
- [33] V.S. Letokhov and V.G. Minogin, “Laser radiation pressure on free atoms”, *Phys. Reports* **73**, (1981), 1-65
- [34] C. Cohen-Tannoudji, Atomic motion in laser light, in “Fundamental systems in quantum optics”, J. Dalibard, J. M. Raimond, and J. Zinn-Justin eds, Les Houches session LIII (1990), (North-Holland, Amsterdam 1992), p.1.
- [35] J. P. Gordon and A. Ashkin, “Motion of atoms in a radiation trap”, *Phys. Rev. A* **21**, (1980), 1606.
- [36] V. S. Letokhov, V.G. Minogin and B.D. Pavlik, “Zh. Eksp. Teor. Fiz.”, **72**, (1977), 1328.
- [37] D. J. Wineland and W. Itano, *Phys. Rev. A* **20**. (1979), 1521.
- [38] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. Phillips, P. L. Gould and H. J. Metcalf, “Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit “ *Phys. Rev. Lett.* **61**, (1988), 169-172.
- [39] A. Ashkin, J. P. Gordon, Stability of radiation-pressure particle traps: an optical Earnshaw theorem, *Opt. Lett.* **8**, (1983), 511.
- [40] D. E. Pritchard, E. L. Raab, and V. Bagnato, C. E. Wieman and R. N. Watts, “Light Traps Using Spontaneous Forces”, *Phys. Rev. Lett.* **57**, (1986), 310.
- [41] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, “Very cold trapped atoms in a vapor cell”, *Phys. Rev. Lett.* **65**, (1991), 1571.
- [42] Eric A. Cornell, Chris Monroe, and Carl E. Wieman, “Multiply loaded, ac magnetic trap for neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, (1991), 2439.
- [43] J. Stuhler, P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Wener, J. Mlynek, and T. Pfau, “Continuous loading of a magnetic trap”, *Phys. Rev. A* **64**, (2001), 031405.
- [44] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. E. Pritchard, “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, (1987), 2631.

- [45] J. Wiener, "In advances in atomic, molecular and optical physics", "Advances in ultracold collisions: experimentation and theory, B. Bederson", H. Walther (eds), Vol. **35**, (1995), pp. 45-78. Academic Press, New York.
- [46] Kurt Gibble and Steven Chu, "Laser-cooled Cs Frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions", *Phys. Rev. Lett.* **70**, (1993), 1771.
- [47] K. Sengstock, W. Ertmer, "Laser Manipulation of Atoms", *Adv. Atom. Opt. Mol Phys.* **35**, (1995), 1.
- [48] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, "Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models", *Opt. Soc. Am. B*, Vol. **6**, No. 11, (1989), 2023-2045.
- [49] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, and C. J. Foot, "Phase-space density in the magneto-optical trap", *Phys. Rev. A* **52**, (1995), 1423.
- [50] M. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, C. Salomon, "Investigation of sub-Doppler cooling effects in a cesium magneto-optical trap", *Phys. B.* **59**, (1994), 283-298.
- [51] C. Cohen-Tannoudji and J. Dupont-Roc., "Orientation, by action of an electric field "fictitious", of an initially aligned vapor", *Opt. Commun.* **1**, (1969), 184.
- [52] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, "Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure" *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [53] K. Lidquist, M. Stephens, and C. Wieman, "Experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman optical trap", *Phys. Rev. A* **46**, 4082 (1992).
- [54] R. Wynands and S. Weyers, "Atomic fountain clocks", *Metrologia*, **42**, (2005), S64-S79.
- [55] 13th Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM), (1967).
- [56] N Sagna, G. Dudle and P. Thomann, "The capture process in spherical magneto-optical traps: experiment and 1D magnetic field models", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, (1995), 3213.
- [57] Gibble K, Kasapi S and Chu S., "Improved magneto-optic trapping in a vapor cell" *Opt. Lett.* **17**, (1992), 526.
- [58] Sesko D. W. Walter T. G. and Wieman C. E., "Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap", *J. Opt. Soc. Am.* **B 8**, 1991, 946.
- [59] Ashmore, J. P, Thesis, (2005), 109.
- [60] Hänsch T.W., Levenson M. D., and Schawlow A. L., "High-Resolution Saturation Spectroscopy of the Sodium D Lines with a Pulsed Tunable Dye Laser", *Phys. Rev. Letters* **27** (1971) 707.
- [61] Kobayashi, S., and Kimura, T., "Injection locking in AlGaAs semiconductor laser" *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-17**, No. 5, (1981), 681-689.
- [62] Hadley, R. G., "Injection Locking of Diode Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-22**, No. 3, (1986), 419.
- [63] B. Pezeshki, "New approaches to laser tuning", *Optics & Photonics News* **12** (2001) 34-38.
- [64] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, S. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. Köning, T. W. Hänsch, "A Compact Grating-Stabilized Diode Laser System for Atomic Physics", *Optics Comm.* **117** (1995) 541.
- [65] Smith P. W., and Hänsch, T.W., "Cross-Relaxation Effects in the Saturation of the 6328-Å Neon-Laser Line", *Phys. Rev. Letters* **26**, (1971) 740.

- [66] K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman, "A narrow-band tunable saturated absorption spectrometer for Cs and Rb", *Am. J. Phys.* **60** (1992), 1098-1111.
- [67] E. de Carlos L., and M. López R. *Rev.Mex.Fis.* **50**(6), (2004) 569-578.
- [68] S. E. Park, H. S. Lee, T. Y. Kwon, H. Cho, "Dispersion-like signals in saturated-absorption spectroscopy", *Optics Comm.* **192** (2001) 49-55.
- [69] J. L. Lachambre, P. Lavigne. G. Otis, and M. Noel, "Injection locking and mode selection in TEA-CO₂ laser. Oscillators", *IEEE J. Quantum Electron*, Vol **QE-12**, **12**, (1976), 756-764.
- [70] C. J. Buczek and R. J. Freiberg, "Hybrid. injection. locking of. higher power CO₂ lasers", *IEEE J. Quantum Electron*, Vol **QE-8**, **7**, (1972), 641-650.
- [71] H. L. Stover and W. H. Steier, "Locking of laser oscillators by light injection" *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **8**, (1966), 91-93.
- [72] L. E. Erickson and A. Szabo, *Apply. Phys. Lett.*, "Spectral narrowing of dye laser output by injection of monochromatic radiation into the laser cavity", Vol. **18**, (1971), 433-435.
- [73] G. Magyar and H. J. Schneider- Muntau, "Dye laser forced. Oscillator", *Apply. Phys. Lett.*, Vol. **20**, (1972),406-408.
- [74] J. J. Turner, E. I. Moses, and C. L. Tang, "Spectral narrowing and electro-optical tuning of a pulsed dye laser by injection locking to a cw dye laser", *Apply. Phys. Lett.*, Vol. **27**, (1975), 441-443.
- [75] I. J. Bigio and M. Slatkine, "Injection-locking unstable resonator excimer lasers", *IEEE J. Quantum Electron*, Vol. **QE-19**, **9**, (1983), 1426-1436.
- [76] R. E. Teets, "Feedback to Maintain Injection Locking of Nd:YAG Lasers" *IEEE J. Quantum Electron*, Vol. **QE-20**, **4**, (1984), 326-328.
- [77] A. N. Nesmeyanoo. Vapor pressure of the Chemical Elements, (Elsevier, 1963).
- [78] E. de Carlos, J. M. López, *Proceedings SPIE V Symposium Optics in Industry*, **6046** (2005).
- [79] Ashmore, J. P, Thesis, (2005), 109.
- [80] D. M. B. P. Milori, M. T. de Araujo, I. Guedes, S. C. Zilio and V. S. Bagnato, "Analysis of a Vapor-Cell Magneto-Optical Trap for Sodium Atoms Based on a Two-Level Doppler Theory", *Brazilian Journal of Physics*, vol. **27**, No. 2, (1997), 80-88
- [81] BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAC, IUPAP, and OIML. *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, International Standards Organization, (1995).
- [82] D. A. Steck, Cesium D Line Data, The University of Texas at Austin, (1993), <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata>, (2003).
- [83] International Vocabulary of Fundamental and General Terms in Metrology, BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAP, IUPAC, OIML (1993).
- [84] d'Saverio, E. et al, XIV IMEKO World Congress, Tampere, Fin., Vol V, (Jun 1997).
- [85] Papoulis, A., Probability, Random Variables and Stochastic Processes, Mc Graw Hill Co. (1965).
- [86] Hoel, P. G., Introduction to Mathematical Statistics, J. Wiley & Sons (1971).

ÁPENDICE



9.0 **ÁPENDICE**

9.1 **Campo magnético de las bobinas en configuración anti-Helmholtz**

El campo magnético, para un par de bobinas en configuración anti-Helmholtz, en cualquier punto en el espacio se puede calcular empleando la ley de Biot-Savart. La Figura 1 ilustra la configuración de un par de bobinas anti-Helmholtz en donde se muestra el sistema coordenado utilizado para determinar el campo magnético en un punto determinado sobre uno de los ejes cartesianos. En este sistema el eje z representa el eje de simetría de las bobinas, R es el radio de las bobinas y d la distancia de separación entre las bobinas (no confundir con el diámetro de las bobinas).

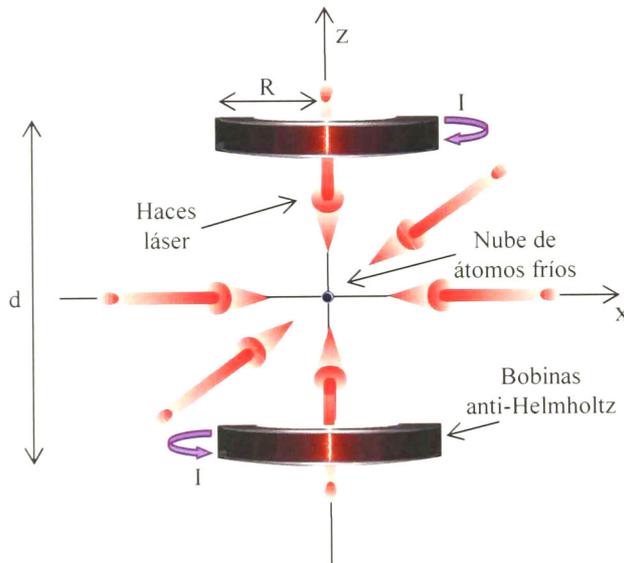


Figura 1. Diagrama de una MOT con bobinas en configuración anti-Helmholtz.

De acuerdo a la ley de Biot-Savart el campo magnético debido a una de las bobinas en el punto $z = -d/2$ se calcula como sigue:

Asumiendo que $\mathbf{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k}$ es el vector de posición del punto donde se calcula el campo magnético, entonces, $\mathbf{r}' = R\cos(u)\hat{i} + R\sin(u)\hat{j} - \frac{d}{2}\hat{k}$ representa un punto en el borde la bobina, u es un parámetro angular que cambia de 0 a 2π a lo largo de la bobina.

Calculando:

$$d\mathbf{r}' = -R\sin(u)du\hat{i} + R\cos(u)du\hat{j} \quad (1)$$

$$\mathbf{r} - \mathbf{r}' = \left(x - R\cos(u)\hat{i}\right) + \left(y - R\sin(u)\hat{j}\right) + \left(z - \frac{d}{2}\hat{k}\right) \quad (2)$$

y:

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = \sqrt{x^2 + y^2 + R^2 - 2xR\cos(u) - 2yR\sin(u) + \left(z + \frac{d}{2}\right)^2} \quad (3)$$

Adicionalmente:

$$d\mathbf{r}' \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \left[\left(z + \frac{d}{2}\right)(R\cos(u)du)\hat{i} + \left(z + \frac{d}{2}\right)(R\sin(u)du)\hat{j} + \left((R^2 - R\sin(u) - Rx\cos(u))du\right)\hat{k} \right] \quad (4)$$

Con estos datos es posible determinar el campo magnético debido a una de las bobinas en el punto $z = -\frac{d}{2}$ como:

$$\mathbf{B}(-\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 IN}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\mathbf{r}' \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad (5)$$

sustituyendo los datos de las ecuaciones (3) y (4) tenemos:

$$\mathbf{B}(-\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 IN}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\left[\left(z + \frac{d}{2} \right) (\hat{i}R \cos(u) + \hat{j}R \sin(u)) + (R^2 - Ry \sin(u) - Rx \cos(u)) \hat{k} \right]}{\left(x^2 + y^2 + R^2 - 2xR \cos(u) - 2yR \sin(u) + \left(z + \frac{d}{2} \right)^2 \right)^{3/2}} du \quad (6)$$

Un cálculo similar para determinar el campo magnético de la otra bobina aplica para el punto $z = +d/2$ obteniéndose la siguiente relación:

$$\mathbf{B}(+\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 IN}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\left[\left(z - \frac{d}{2} \right) (\hat{i}R \cos(u) + \hat{j}R \sin(u)) + (R^2 - Ry \sin(u) - Rx \cos(u)) \hat{k} \right]}{\left(x^2 + y^2 + R^2 - 2xR \cos(u) - 2yR \sin(u) + \left(z - \frac{d}{2} \right)^2 \right)^{3/2}} du \quad (7)$$

Aplicando el principio de superposición $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(-\mathbf{r}) + \mathbf{B}(+\mathbf{r})$, es posible obtener el campo magnético total debido a las dos bobinas como:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}(\mathbf{r}) = & \frac{\mu_0 IN}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\left[\left(z + \frac{d}{2} \right) (\hat{i}R \cos(u) + \hat{j}R \sin(u)) + (R^2 - Ry \sin(u) - Rx \cos(u)) \hat{k} \right]}{\left(x^2 + y^2 + R^2 - 2xR \cos(u) - 2yR \sin(u) + \left(z + \frac{d}{2} \right)^2 \right)^{3/2}} du \\ & + \frac{\mu_0 IN}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\left[\left(z - \frac{d}{2} \right) (\hat{i}R \cos(u) + \hat{j}R \sin(u)) + (R^2 - Ry \sin(u) - Rx \cos(u)) \hat{k} \right]}{\left(x^2 + y^2 + R^2 - 2xR \cos(u) - 2yR \sin(u) + \left(z - \frac{d}{2} \right)^2 \right)^{3/2}} du \end{aligned} \quad (8)$$

donde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{\text{Tm}}{\text{A}}$ es la permeabilidad magnética, I es la corriente aplicada a las bobinas y N es el número de vueltas que tiene cada una de las bobinas. Fijando $y = z = 0$ se obtiene el campo magnético de las bobinas anti-Helmholtz a lo largo del eje x como:

$$B(z) = \frac{\mu_0 INd}{\pi} \frac{[(8Rx)^2 + b^2] C[e] + b(b - Rx) D[e]}{x\sqrt{b - 8Rx}(d^4 + 8d^2R^2 + 16R^4 + 8d^2x^2 - 32R^2x^2 + 16x^4)} \quad (9)$$

donde: $b = d^2 + 4R^2 + 4x^2$ y C y D son integrales elípticas completas, definidas como:

$$C[e] = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \theta}} \quad (10)$$

y

$$D[e] = \int_0^{2\pi} \sqrt{1 - e^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (11)$$

El argumento e de las integrales elípticas C y D es dado por:

$$e = \frac{16Rx}{d^2 + 4R^2 - 8x + 4x^2} \quad (12)$$

Este mismo análisis puede emplearse para calcular el campo magnético de las bobinas a lo largo del eje y o z . El campo magnético de las bobinas varía linealmente a lo largo de los ejes de las bobinas y es mínimo en el punto medio de separación de las mismas.

ANEXOS



Laser cooling and trapping of Cs-133 neutral atoms at CENAM

M. Talavera Ortega^a, J. M. López Romero^b, E. de Carlos López^b

^aDivisión de Masa y Densidad, ^bDivisión de Tiempo y Frecuencia

Centro Nacional de Metrología, km 4.5 Carretera a los Cués, El Marqués, Qro., México.

ABSTRACT

At the moment the National Center of Metrology (CENAM) develops to the necessary technology for the creation of a frequency standard of high accuracy denominated CsF1 atomic fountain. The first stage of development of this clock consists of laser cooling and trapping neutral Cs-133 atoms. The mechanism of laser cooling and trapping of atoms requires of the accomplishment of a magneto-optical trap (MOT) in where is indispensable to maintain a strict control in its parameters of operation. In this experiment, the MOT operates with three set of red detuning $|6^2s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2s_{3/2}, F'=5\rangle$ cyclical transition of Cs-133, mutually orthogonal, counterpropagating laser beams, with opposite circular polarization, intersecting at the center of a magnetic field which is generated by a pair of coil in anti-Helmholtz configuration. Additionally, a beam of light that comes from a repumping laser, tuned to the frequency of the $|6^2s_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |6^2s_{3/2}, F'=4\rangle$ transition of Cs-133, is injected to the MOT to maintain an atoms population in the $|6^2s_{1/2}, F=4\rangle$ state. To cool and trap atoms to so low temperatures, of the order of the microkelvins on the zero absolute, by several seconds, minutes or even by several hours, provided the fundamentals tools to us to study the temporal and spatial behavior of the fluorescence of the atomic cloud and to make exact measurements in the count of such, in order to deduce the parameters of operation of the MOT that allows us to trap 10^{10} atoms or more. In this work the theoretical concepts as well as the experimental details of the parameters of operation of the MOT for the formation of the cold atom cloud are approached.

Keywords: Laser cooling, Trapping, MOT, Radiation pressure, Doppler shift, Molasse, Atomic cloud.

1. INTRODUCTION

When an atom interacts with a light beam, the absorbed or emitted light carries valuable information about the atomic structure. After the discovery of lasers, the interaction of photons with neutral atoms is used to manipulate the motion of atom as well as to probe its internal structure. The deflection of neutral atoms using radiation pressure was demonstrated by Frisch¹ in 1933. More lately, in 1975, Hänsch and Schawlow² proposed a scheme to cool neutral atoms by using three orthogonal pairs of counterpropagating laser beams (radiation pressure). The trick is to detune the lasers below a resonant transition. An atom will absorb a photon only when the two are moving toward each other, because only then will the frequency be Doppler shifted into resonance. When an atom absorbs a photon, it recoils in the opposite direction from which it was traveling, and slows. Eventually the atom reradiates the light, but the attendant momentum kicks occur in random directions. In 1982, Phillips and his colleague Harold Metcalf³ suggested a mechanism which changed the resonant frequency of the atoms by applying an axial magnetic field along the path of the beam. The field amplitude got weaker as the beam proceeded farther along its path, and so did the Zeeman shift it induced in the transitions between the ground and excited states. The Zeeman shifts grew smaller by just enough to compensate for the reduction in Doppler shift as the atom was slowed. In 1985, other approach to cooling was taken at AT&T Bell Labs in New Jersey, S. Chu and co-workers⁴ created a cool cloud of sodium atoms to about 240 microkelvin. This temperature was very close to the expected limit for Doppler cooling (temperature at which the heating rate due to the random atom recoils just equals the cooling rate). Chu dubbed the laser cooling scheme an “optical molasses” because the laser light in essence creates a viscous force that damps the motion of the atoms. The molasses cools the atoms but does not trap them. For trapping, the Bell Labs group turned to the confinement techniques Ashkin⁵ had developed, which relied not only on the radiation pressure force associated with atomic recoils but also on the gradient force. In 1987, Pritchard and Raab⁶ generalized Dalibard’s idea (suggested a specific one-dimensional trapping scheme) to three dimensions and joined with Chu, Cable

and Mara Prentiss⁶ to make the three-dimensional radiation pressure force trap now called the magneto-optic trap (MOT). Its restoring force comes from a combination of oppositely directed circularly polarized light and a weak magnetic field whose magnitude goes through zero the center of the trap and increases with distance from the center of the trap. Any atoms straying from the center feel a greater force from the polarized beam that pushes the errant atoms back towards the center. The MOT work by strongly perturbing the energy level of the atoms in a spatially dependent manner. Laser cooling and trapping of atoms is finding applications in a number of areas. An application that is receiving considerable attention is the construction of better time standards in the microwave or optical domain. Most of the most troublesome systematic frequency shifts associated with a time standard will also be reduced as the velocity of the atoms is reduced. A cesium time standard based in techniques of manipulation of atoms with light and magnetic fields (atomic fountains) should exceed the stability of the best commercial time standard. The goal of our work is the realization of an atomic clock using cold cesium atoms. The National Center of Metrology (CENAM) is construct a primary frequency standard based on an atomic fountain. As a first step toward this goal, laser cooling and trapping of neutral atoms has been made at CENAM. We constructed a MOT that operates with three sets of red detuning, mutually orthogonal, counterpropagating laser beams of opposite circular polarizations, intersecting at the center of the vacuum chamber which was saturated with cesium atom. With the generation of a magnetic field gradient which is minimum in the zone of intersection of the light beams, these atoms with speeds almost zero are trapping and they form a cold atom cloud.

In this work we will try to understand how to cool and trap neutral atoms using forces derived from the interaction of light with atoms. Section 1 is the theoretical part where the basic ideas leading to laser cooling and trapping of neutral atoms are developed. In this section we present a brief description of the atomic structure especially of the Cs-133 atom, introduces the light forces, the velocity-position dependent force and the different associated cooling mechanisms. In section 2 the experimental set-up about the cloud cool atoms at CENAM is explained in some detail and finally, in section 3 the conclusions of this work are given.

2. PHYSICS FUNDAMENTAL

In order to understand the theoretical principles behind laser cooling and trapping, one first must become familiar with the results of quantum mechanics which govern atomic structure. Two types of variables must be considered for specifying the state of an atom. First, internal variables, which refer to the state of the electrons in the center of mass rest frame. The other variables, called external variables, are the position r and the momentum p of the atomic center of mass. During the last years, laser cooling and trapping methods have given us a much better control of external variables⁷ and new regimen are now reached. In this section we introduce the basic principles of laser cooling and trapping. This technique relies on resonant exchange of linear momentum between photons and atoms to control their external degrees of freedom and thus to reduce their kinetic energy, and how several atom-photon interactions change the internal state of the atom and their associated probability.

2.1. Atomic structure

The Bohr atom model is a physical model that depicts the atom as a small positively charger nucleus with electrons in orbit at different quantized energy levels, similar in structure to the solar system. Each energy level is building taking as basis the different interactions that exist between the electron and the nucleus. The most strong interaction that exists between the electron and nucleus is the electrostatic o Coulomb interaction. It can be described by the principal quantum number “ n ”, represents the relative overall energy and also the average distance from the nucleus, of an orbital. Each quantum number represents a specific degree of freedom the any particle can occupy. The second interaction, in order of importance, it is carries out between the electron spin S and the orbital angular momentum L , an integer between 0 to $n-1$. It is called the Spin-Orbit interaction. The projection of the orbital angular momentum along a coordinate axis is denoted by the number m_l which is an integer between $-L$ and L . The combination of L and S gives an electron’s total angular momentum, “ J ”. Magnetic coupling between the electron’s orbit and spin causes an energy splitting between levels with different J called the fine structure. The total electron angular momentum is:

$$J = L + S . \quad (1)$$

The quantum number J is then given by:

$$|L - S| \leq J \leq L + S . \quad (2)$$

For the ground state in cesium, $L=0$ and $S=1/2$; for the first excited state, $L=1$, so $J=1/2$ or $J=3/2$. The magnitude of S is one half times (l_2) , while the electron spin's projection along a coordinate axis is denoted by the letter m_s , either $+l_2$ or $-l_2$. The fine structure is split again into the hyperfine structure denoted by the letter "F", it is called the Spin-Spin interaction. The hyperfine structure is a result of the coupling of J with the total nuclear angular momentum I . The total atomic angular momentum F is:

$$F = J + I . \tag{3}$$

The magnitude of F is given by:

$$J - I \leq F \leq J + I . \tag{4}$$

For the cesium ground state, $J=1/2$ and $I=7/2$, so $F=3$ or $F=4$. For the excited state of the D_2 line, F can take of the values 2, 3, 4 or 5 and for the D_1 excited state, F is 3 or 4. Each of the hyperfine energy levels contains $2F+1$ magnetic sublevels labeled as " m_F " that determine the angular distribution of the electron wave function; m_F determines the energy shift of an atomic orbital due to an external magnetic field. In the absence of external magnetic fields, these sublevels are degenerate, however, when an external magnetic field is applied, their degeneracy is broken; m_F runs from $-F$ to $+F$ in integer units. It interaction is called Zeeman. In Fig. 1 we show the energy level of cesium atom.

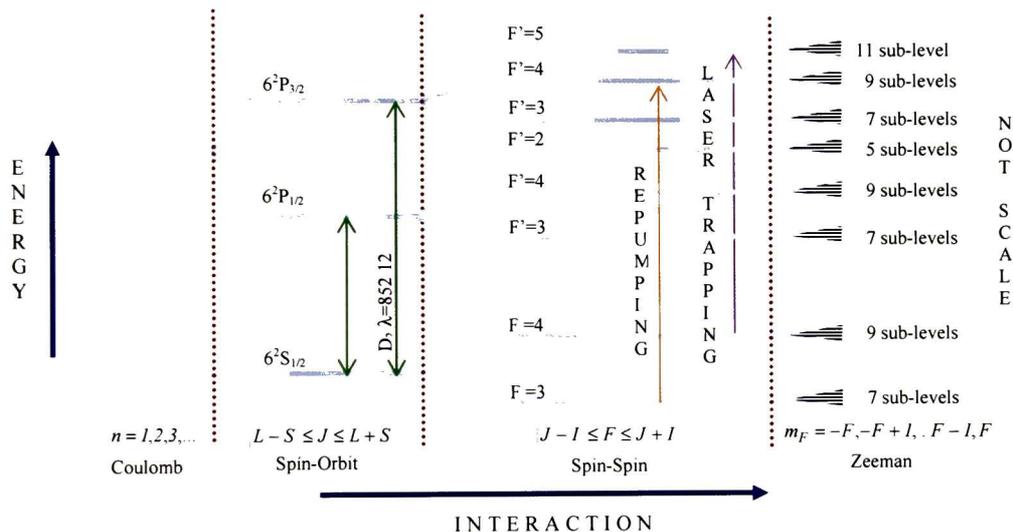


Fig. 1. Cs-133 energy level diagram showing the trapping and re-pumping transitions.

2.2. Transition rules

Bohr and Planck theorized that an atom could change energy levels by absorbing or emitting a photon of energy $E = h\omega$. But, only certain energy level changes are allowable due to transition rules which govern atomic transitions. Transition rules exist for various types of quantum numbers. These rules are:

$$\Delta F = F' - F = 0, \pm 1 \quad \text{and} \quad \Delta m_F = m'_F - m_F = 0, \pm 1 . \tag{5}$$

For example, an atom in transition must have $L=1$, $m_F = -1, 0, +1$ and $m_S = 0$. This transition rules arise by the conservation of total angular momentum so the parity of the states.

2.3. The light forces

Light can exert forces on an atom because photons carry momentum. The exchange of photon momentum with an atom can occur in the absorption and reemission of photons process. The atom-photon interaction can alter the momentum of

an atom, because it arises from direct photon scattering events, it is also called the “scattering force or radiation pressure force”. Assume that a two-level atom absorb a photon with momentum $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, where \vec{k} ($|\vec{k}| = k = 2\pi/\lambda$, where λ is the wavelength of the light) is the wavevector and \hbar is Planck’s constant divide by 2π . The atom will then get a kick in the direction of the incoming photon. After absorption the atom will spontaneously emit a new photon in a random direction and again get a recoil kick. Since the spontaneously emitted photons don’t have a preferred direction, there will be a net force, $\vec{F} = N \hbar \vec{k}$, where N is the number of scattered photons per time. This number depends on the laser light’s detuning from resonance, intensity and the natural width of the resonance. The radiation pressure force is given by:

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_o}{1 + I/I_o + \left(2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})/\Gamma\right)^2}, \quad (6)$$

where Γ is the natural linewidth of the cooling transition and I_o is the saturation intensity for the transition; $\delta = \omega_L - \omega_A$ is the laser light detuning from resonance, with ω_L being the laser light frequency and ω_A the resonance frequency for the atomic transition; I is the intensity and \vec{v} is the velocity of the atom. The magnitude of the maximum force that can be exerted by the radiation pressure force is:

$$|\vec{F}| = \hbar k \frac{\Gamma}{2}. \quad (7)$$

2.4. Mechanism of Doppler cooling

Cooling neutral atoms with laser light was first proposed by Hänsch and Schlow² in 1975. Assume a two-level atom, where the energy difference between the two states is $\Delta E = \hbar \omega_A$ and the excited state has a lifetime $\tau = 1/\Gamma$. The atom is in a laser field which consists of two opposing laser beams with a frequency $\omega_L < \omega_A$. If the atom moves towards one of the laser beams it will see the laser light in this beam Doppler shifted towards resonance and at the same time the light in the other laser beam will be shifted away from resonance. This means that there will be an imbalance between the two radiation pressure force, and thus a net force which opposes the motion. For an ensemble of atoms this means cooling.

The force acting on the atom is plotted as a function of velocity in Fig. 2 and can be written as:

$$\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_o}{1 + I/I_o + \left(\frac{2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})}{\Gamma}\right)^2} - \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_o}{1 + I/I_o + \left(\frac{2(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v})}{\Gamma}\right)^2}. \quad (8)$$

If we expand the force around $|\vec{v}|=0$ and assume $I \ll I_o$ we get in first order:

$$\vec{F}(v) = 4\hbar \vec{k} \frac{I}{I_o} \frac{\vec{k} \cdot \vec{v} (2\delta/\Gamma)}{\left(1 + (2\delta/\Gamma)^2\right)^2} \quad (9)$$

When detuning is negative $\delta < 0$ this is a friction force and can be written as:

$$\vec{F} = -\alpha \vec{v}, \quad (10)$$

where α is the friction coefficient.

This cooling process leads to a temperature whose lower limit is on the order of $\hbar \Gamma$. The temperature results from equilibrium between laser cooling and the heating process arising from the random nature of both the absorption and emission of photons. This heating is countered by the cooling force opposing atomic motion. The rate at which energy is removed by cooling is $\vec{F} \cdot \vec{v}$ which is proportional to v^2 , so the cooling rate is proportional to the kinetic energy. By contrast the heating rate, proportional to the total photon scattering rate, is independent of atomic kinetic energy for low velocities. As a result, the heating and cooling come to equilibrium at a certain value of the average kinetic energy. This defines the temperature for Doppler cooling as:

$$k_B T = \frac{\hbar \Gamma}{2}. \quad (11)$$

For cesium, the minimum temperature in the one dimensional model is approximately 125 μK . Because the cooling force is viscous (linearly proportional to the velocity of the atom for low velocities, see Fig. 2) it is named “optical molasses”. The optical molasses serves as a confining medium, an atom caught in molasses will execute a random walk analogous to the Brownian motion of a dust particle in a fluid. Note that an optical molasses is not a trap since the force is not position dependent.

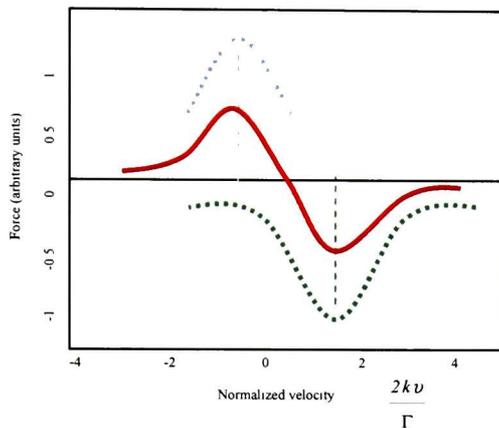


Fig. 2. Doppler cooling principle. At low intensities the atom feels average forces in opposite direction from the two beams (dashed line). The net force (solid line) is the friction that cools the atom.

2.5. Mechanism of sub-Doppler cooling

The Doppler cooling theory neglects the degeneracies of the atomic energy levels. Atoms moving in optical molasses experience strong polarization gradients and are optically pumped by the molasses beams. This gives rise to additional cooling mechanisms known as sub-Doppler cooling. The first essential point in this mechanism is that alkali atoms are not simple two-level systems. They have several Zeeman sublevels in the ground state g , which are degenerate in the absence of external fields; they correspond to the different possible eigenvalues of the projection of the total angular momentum on a given axis. These sublevels open the door for such important physical effects as optical pumping, which transfers atoms from one sublevel g_m of g to another g_m through absorption-spontaneous emission cycles. Such cycles occur with a mean rate Γ' , which at low laser intensity is proportional a laser intensity I_L . It can be written as $\Gamma' = \frac{I}{\tau_p}$

where τ_p represents an optical pumping time between Zeeman sublevels. As a result of optical pumping, a particular distribution of populations is reached in steady state among the various sublevels g_m . This distribution depends on the laser polarization. The optical interaction also induces energy shifts $\hbar\Delta'$ in g which are called “light shifts”⁸. The light shifts, like the pumping rate $\frac{I}{\tau_p}$, depend on the laser polarization, and they vary in general from one Zeeman sublevel

to the other. Another important ingredient of this mechanism is the existence of polarization gradients, which are unavoidable in three-dimensional molasses. Because of the interference between the multiple laser beams, the laser polarization varies rapidly over a distance of one optical wavelength. Thus both the equilibrium population distribution among the sublevels g_m and the light shift of each sublevel depend on the position of the atom in the laser wave. Position dependence can be introduced in a variety of ways. Here we will only discuss how it is done in the MOT. The position-dependence force is created by using appropriately polarized laser beams and by applying an inhomogeneous magnetic field to the trapping region. Through Zeeman shifts of the atomic energy levels, the magnetic field regulates the rate at which an atom in a particular position scatters photons from the various beams and thereby causes the atoms to be pushed to a particular point in space. In addition to holding the atoms in place, this greatly increases the atomic density since many atoms are pushed to the same position. We will illustrate the basic principle using the simplified case the one dimension. We are considering an atom with a $J=0$ ground state and $J=1$ excited state, illuminated by circularly polarized beams of light coming from the left and the right. Because of its polarization, the beam from the right can only excite transitions to the $m_F = -1$ state, while the beam from the left can only excite transitions to the $m_F = +1$ state. The

magnetic field is almost zero in the center of the trap, increases linearly in the positive x direction, and decreases linearly in the negative x direction. This field perturbs the energy levels so that the $\Delta m_F = +1$ transition shifts to lower frequency if the atom moves to the left of the origin, while the $\Delta m_F = -1$ transitions shifts to higher frequency. If the laser frequency is below all the atomic transition frequencies and the atom is to the left of the origin, many photons are scattered from the (σ^+) right-circular polarized laser beam, because it is close to resonance. The (σ^-) left-circular polarized laser beam from the right, however, is far from its resonance and scatters few photons. Thus the force from the scattered photons pushes the atom back to the zero of the magnetic field. If the atom moves to the right of the origin, exactly the opposite happens, and again the atom is pushed toward the center where the magnetic field is zero. This gives rise to a force that is velocity dependent, as well as position dependent. The total force can be expressed as:

$$\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_o}{1 + I/I_o + \left(\frac{2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v} - \beta z)}{\Gamma} \right)^2} - \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_o}{1 + I/I_o + \left(\frac{2(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v} + \beta z)}{\Gamma} \right)^2}, \quad (12)$$

where β is a spring constant. Expand this expression around $|\vec{v}| = 0$ and assume $I \ll I_o$ we get the expression:

$$\vec{F}(v, z) = 4\hbar \vec{k} \frac{I}{I_o} \frac{(\vec{k} \cdot \vec{v} + \beta z)(2\delta)}{(1 + (2\delta/\Gamma)^2)}. \quad (13)$$

The factor $\vec{k} \cdot \vec{v}$ of expression (9) is now $\vec{k} \cdot \vec{v} + \beta z$. This form, the net force can be written as:

$$\vec{F} = -\alpha \vec{v} - \beta z. \quad (14)$$

The force of Eq. (14) leads to damped harmonic motion of the atoms.

A three-dimensional MOT works under these principles. In Fig. 3 we show the scheme for a MOT. It is created using three pair red-detuned laser beams of proper polarization that are mutually perpendicular to each other. The inhomogeneous magnetic field generated by a pair of coils mounted in an anti-Helmholtz configuration, as in Fig. 3. The MOT has become the major work horse in laser cooling experiments and most experiments with cold atoms start with a MOT.

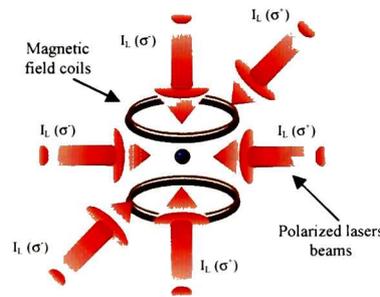


Fig. 3. The scheme for a Magneto Optical Trap (MOT) used in this work. The lasers beams are incident from all six directions and have circular polarizations as show. A pair of coil generated the magnetic field.

3. EXPERIMENTAL SETUP

3.1. Diode laser system

The experimental setup demands tree semiconductor lasers diode. Two lasers are used for the trapping the atoms (master and trapping lasers) while the other is used for optical repumping (repumping laser). The wavelength of the radiation emission of these lasers is near to the D_2 Cs-133 line (852nm), it is the $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ transition, near infrared, to generate the required frequencies for MOT operation. We use two semiconductor DBR (Distributed Bragg Reflector)

type laser, with 5 mW output power (Yokogawa, model YL85XTW), and its frequency dispersion (linewidth the emitted radiation) is around 1 MHz. These lasers are labeled “master laser” and “repumping laser”. Other laser used as trapping laser is a circular laser, with 50 mW output power (Bluesky Research, model VPSL-0852-050-x-9-C), this laser operate in a single longitudinal mode at about 852 nm, is labeled as “slave laser”. Both the current sources as the temperature controls necessary for the operation of lasers were done in house. The current stability of all lasers was better than $\pm 1 \mu\text{A/h}$. The laser temperature was maintained around room temperature (20°C) in order to keep the resonant condition. Temperature control at the lasers was achieved by using a PID control along with a Peltier thermo cooler element. The temperature stability was better than $\pm 1 \text{ mK/h}$. The frequency of the master laser and repumping laser were modulated around the $|6^2 s_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F'=2,3,4\rangle$, and $|6^2 s_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F'=3,4,5\rangle$ transitions. It was achieved through the modulation of the DBR current by using a 100 Hz triangle signal.

A variety of optical elements are using in this experiment, like optical isolators to avoid undesired feedback from some other laser source or by reflection from mirrors; lenses for expanding the laser beams, mirrors, beamsplitters for splitting and steering the beams; waveplates for controlling their polarizations, and others.

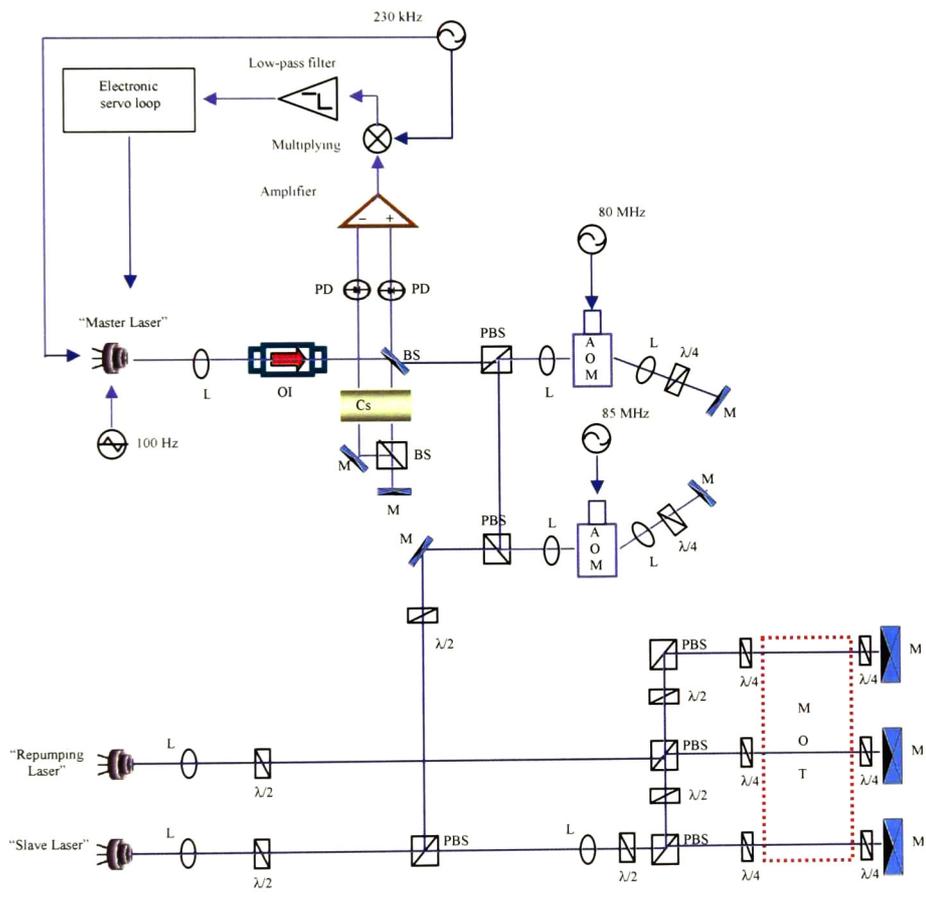


Fig. 4. Overall optical layout for laser cool and trap of neutral atoms experimentally.

3.2. Frequency stabilization

To stabilize the emission of a semiconductor laser to an atomic line, we used an electronic servo loop to keep the frequency radiation of the laser in resonance with the atomic transition frequency. This servo loop is fed with a signal

containing information about the resonance frequency. The electronic circuitry of the servo loop keeps the laser emitting in resonance with the frequency, where the maximum of a selected Lamb dip in the spectrum is located. This maximum is located using the relative of the spectrums, the result is a signal known as dispersion-like signal which we used as error signal to feed the servo loop. In this experiment we used the technique of saturation spectroscopy in order for stabilized the frequency of the lasers. Detailed of this technical are given in Ref [9]. The low frequency of the lasers “master and repumping” was modulated around the $|6^2S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F'=3,4,5\rangle$ and $|6^2S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F'=2,3,4\rangle$ transitions respectively. It was achieved through the modulation of the DBR current by using 100 Hz triangle signal and 5 VPP in amplitude. The high frequency modulation for the master laser was created using a sinusoidal signal of 230 kHz and 10 VPP in amplitude, feed directly on an attenuator and then the laser (phase control pin). In Fig. 4 we show the overall optical experimental layout and Fig. 5 shows the dispersion-like signal obtained experimentally which is used as error signal to feed the servo loop. The requirements for the frequency stability of the pumping laser are much less stringent than those for the master laser and trapping laser.

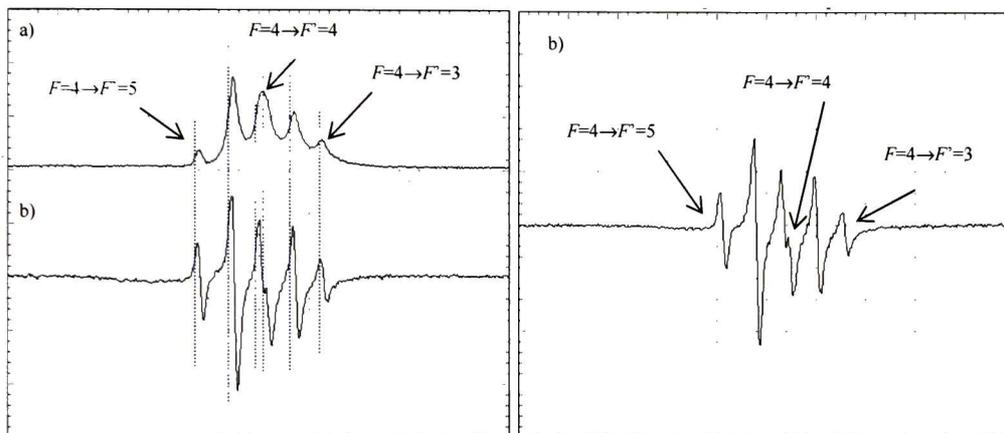


Fig. 5. a) Spectrums obtained experimentally when doing hyperfine absorption spectroscopy in Cs-133 using a frequency modulation technique. The spectrums are Doppler well free. b) Dispersion-like signal used as error signal to feed the servo loop. These spectrums correspond to the $|6^2S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F'=3,4,5\rangle$ transitions.

3.3. Frequency shifting with acousto-optic modulator

We used two acousto-optic modulators (NEOS Technologies, model: 23080-3-LTD), for shifting the laser frequency that proving of master laser. The acousto-optic modulator (AOM's) used in this experiment creates sound waves in a tellurium dioxide crystal with a lithium transducer, which can diffract an electromagnetic. This device operates by Bragg diffraction of an incident light beam from a moving acoustic wavefront. The modulator is polarization sensitive and requires linear polarization; the laser beam emerging of master laser has been oriented perpendicular to the acoustic propagation axis. An incident laser beam passing through the AOM will diffract the laser beam into several orders. With appropriate design, the first order beam has the highest efficiency. Its angular position is linearly proportional to the acoustic frequency, so that the higher the frequency, the larger the diffracted angle.

If the incident acoustic wave is introduced in the direction of the incident optical wave, the laser frequency shifts towards the higher side, the frequency shifts is towards the blue. If the incident acoustic wave is introduced in the apposite direction of the indecent optical wave, the laser shifts towards the lower frequency side, the frequency shits is towards the red. The AOM's provide an easy way to shift the laser frequencies by small amounts. The intensity of the light diffracted into the output beam is dependent on the power the acoustic beam which is in turn dependent on the modulation signal input to the RF frequency of the driver. Using a 50 Ohm coaxial cable, connect the “RF out” of the driver to the modulator, it RF power does not exceed to 1.5 Watt. With the laser beam going through the optical crystal, and close to the transducer, adjust the Bragg angle, by rotating the modulator, to allow the diffracted first order beam away from the transducer to be the most intense. We install one input lens, one the proper focal length, and adjust the height of the modulator to achieve diffraction, and then we make changes in the Bragg adjustment screw to obtain

optimum efficiency. After, we install the output lens, one the proper focal length, to collimate the output beam, this layout is known as cat's-eye. The combination of high RF carrier frequency and optimum lens design results in a large angular separation between the zero y the first order deflected output beams. This makes it easy to separate the two beams in space. In our experiment, first the frequency shifts is towards the blue around 160 MHz by a double pass of incident beam too. The difference in frequency shifts is 10 MHz. The maxim efficiency of operation frequency of our AOM is 80 MHz, reason for which it is necessary to make a double passage by the device. Fig. 6 shows a saturated absorption spectrum from the trapping laser and master laser and how the shifting of the frequency laser has been realized.

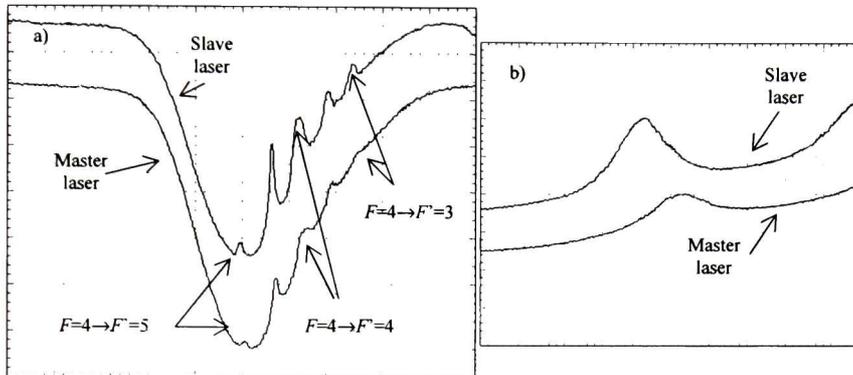


Fig. 6. a) Spectrums obtained experimentally when doing hyperfine absorption spectroscopy in Cs-133 both to the master laser as to the slave laser. The spectrums contained the Doppler well. b) Amplification of a) showing the frequency shifting of the master laser with respect to the slave laser. These spectrums correspond to the $|6^2S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F=3,4,5\rangle$ transitions.

3.4. The injection locking technical

We used a semiconductor circular laser (Bluesky Research, model VPSL-0852-050-x-9-C) has linewidth of the order of magnitude of around 10 MHz as the trapping laser o "slave laser", it has an output power of 50 mW. The generation of the 1 MHz trapping laser linewidth is under the condition that the laser trapping is injection-locked^{10,11} by an semiconductor DBR type laser diode which has linewidth is around 1 MHz. The concept of injection locking involves the use of a master oscillator operating at low power and efficiency, but producing a stable single-mode output beam which is then injected into the resonant cavity of a high-power laser. The term "injection locking" will refer to that condition in which the intensity injected into the resonant cavity is sufficient to completely quench all that cavity's "normal" oscillation modes, i.e., those modes which are present when the injection signal is removed. This quenching is, or courses, the direct result of gain saturation, and occurs when the injected signal saturates the gain to the point where the normal oscillation modes are below threshold. The locked laser longitudinal mode frequency changes according to the master laser longitudinal mode by controlling the master laser drive current. Around 200 μ W output power of master laser was sufficient for obtained the condition of injection-locked of the trapping laser. The spectral characteristics of the trapping laser are locked to those of the master laser. With or without the injection locking, the temperature of the laser trapping is kept as the master laser. After the trapping laser is injection-locked a small part of it beam is monitoring for analyzer its spectrum. Fig. 6 shows the spectrums obtained for the master laser and slave laser (trapping laser) by the absorption spectroscopy technical respectively.

3.5. Fractioning the trapping beam laser

The beam from the "slave laser" must now be fractionate and sent into the ultrahigh vacuum chamber which is of stainless steel. The cesium atoms are contained in this chamber, it is spherical in shape with twelve arms distributes in its spherical body. Eight of their twelve arms have non-reflective coated windows, of these, six are used for the trapping-cooling beams and other two are used for observation. The light from "slave laser" has 2 mm in diameter and its spot is circular. This beam first passes through an objective lens of microscope and one lens for expand it to between 1 and 1.3 cm in diameter. The beam is then split into three equal intensity beams using dielectric beam splitters and half-wave plates. The optical power output in these beams is about the 4 mW each. In this moment, the three beams of the light

carried lineal polarization but we are using quarter-wave plates before they pass through the trapping chamber for change their polarization. The three beams are circularly polarized into the trapping chamber where they are intersecting at right angles in the center of the chamber. After leaving the trapping chamber each beam goes through a second quarter-wave plate and is then reflected back on itself with a mirror. This accomplishes the goal of having three orthogonal pairs of nearly counter-propagating beams, with the reflected beams having circular polarization opposite to the original beams. The beam size as set by the objective lens of microscope and one lens is of some importance. The number of trapped atoms increases quite rapidly as the beam size increases and, the larger the beam, the less critical the alignment. However, if the beams are too large they not fit on the mirror or on quarter-wave plate and it becomes harder to see the beams due to their reduced intensity. Two of the three beams remain are in a horizontal plane and are sent into the chamber. The third is angled down and reflects up from the bottom of the chamber. After they pass through the chamber, the beams are reflected approximately back on themselves. Fortunately, for operation of the MOT the return beam need only overlap most of the incident beam in the chamber, but its exact direction is unimportant.

3.6. Polarization of light

We set the polarizations of the three incident beams very carefully. The orientations of the respective circular polarizations are determined by the orientation of the magnetic field coils. To set the three polarizations relative of the three beams, first identify the same axis of the three quarter-wave plates. For the beams which have the same polarization this axis is set at an angle of 45° clockwise with respect to the linear polarization axis. For the axial beam, the axis is oriented at 45° counterclockwise with respect to the linear polarization. Not is important the orientation of quarter-wave plate through which the beams pass after they have gone through the trapping chamber, but they are necessary.

3.7. Pumping laser

The MOT scheme with alkali tom species requires an additional optic pumping laser. The MOT is operated between the upper ground hyperfine state $|6^2S_{1/2}, F=4\rangle$ and $|6^2P_{3/2}, F'=5\rangle$ excited hyperfine state. Although direct decay into the lower ground state $|6^2S_{1/2}, F=3\rangle$ is forbidden, off resonance excitations of other $|6^2P_{3/2}\rangle$ states allow decay into the $|6^2S_{1/2}, F=3\rangle$ state and remove the atom from the cooling cycle. One repumping laser is necessary. This laser is tuning to $|6^2S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F'=4\rangle$ transition; it pumps the atoms back into $|6^2S_{1/2}, F=4\rangle$ state and restores the cooling cycle. The pumping laser is stabilized in frequency by the same technical as the "master laser". The frequency of this laser can be locked to the peak of the $|6^2S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |6^2P_{3/2}, F'=4\rangle$ transition. The beam laser arrives at the MOT with an optical power of 1mW and its diameter is around the 1 cm.

2.3. Magnetic field

A magnetic field gradient is created inside the chamber using two coils in anti-Helmholtz configuration on the top and bottom of the chamber. The coils have 25 cm in average diameter with 26 turns each of 18 gauge magnet wire and a separation of 6.5 cm. This coils carrying opposing currents of 2A each. At the centre of the coils the magnetic field is zero and there is a uniform magnetic field gradient about this point, i.e., $B(z)=\beta z$. Its value is of 6 Gauss/cm approximately. This field is not strong enough to confine the atoms itself, but causes the energy of the three magnetic sublevels $m_F = 0, \pm 1$ of $J = 1$ level to vary in space along the Z-axis through Zeeman effect. This is the final ingredient for trapping of atoms after the laser beams has been aligned appropriately.

3.9. The ultra-high vacuum system

The MOT this integrated by a spherical chamber which is stainless steel (AISI 304). We used an ion pump of the type Star Cell and electro-pneumatics valves to maintain a pressure of 1.7×10^{-8} Pa into the chamber. The cesium atoms are introduced into the chamber via sublimation from a solid sample contained in a deposit which is attached to the chamber. The chamber with cesium atoms maintains a pressure of 1.2×10^{-5} Pa.

3.10. Observation of the cold atoms cloud

Two cameras are used to observe the cloud cold atoms. An inexpensive CCTV camera high resolution with monitor and another of high speed camera which is connected a computer, both infrared radiations sensitive. Those cameras are placed at two convenient positions (windows of the MOT) that are close to the trap. These will show the cloud of trapped

atoms as a very bright white glow in the center of the chamber. This bright white glow with almost spherical form is due to the fluorescence from the atoms as they spontaneously decay to the $6^2s_{1/2}$ ground state from the $6^2p_{3/2}$ excited state. In Fig. 7 we are showing the MOT experimental and the cloud of cold atoms. A theoretical analysis indicates that the atoms moving at velocities of 35 m/s or less in the capture zone, whereas its temperature is approximately 43 μ K on the zero absolute. Nevertheless it is necessary to refine this analysis to compare it with the experimental result.

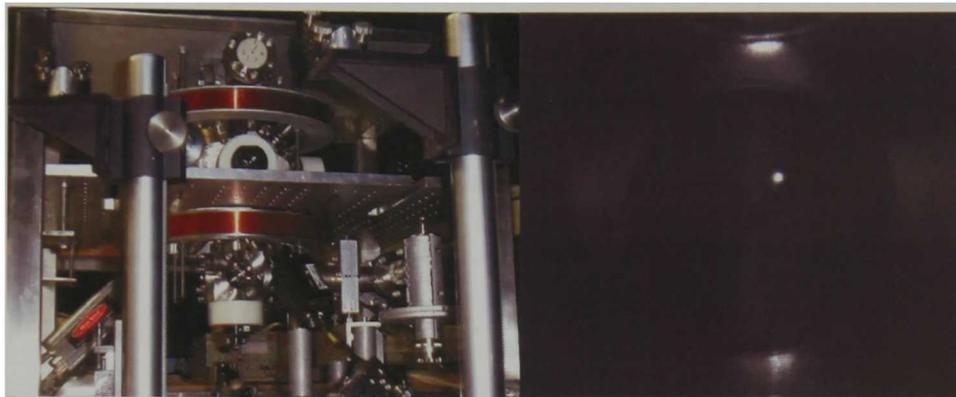


Fig. 7. The picture on the left is showing the mechanical and optical part of the MOT. The picture on the right is showing the actual size of the cloud of cold atoms.

4. CONCLUSIONS

At National Center of Metrology (CENAM) has reached an advanced stage of development to laser cooling and trapping neutral atoms. The development of our magneto-optical trap and the ability in the handling laser system has contributed significantly for growth of new fields of investigation in our center of work. Now, we will continue with the following stage of construction for our primary frequency standard using cold cesium atoms.

In this work we present a brief description of the basic ideas leading to laser cooling and trapping of neutral atoms as well as the experimental aspects of the parameters of operation of our MOT. It is important to realize that our MOT is a robust system which works with six laser beams in dynamic equilibrium and a magnetic field generated by a pair of coils in anti-Helmholtz configuration but any misalignment of the beams or laser frequency instabilities or change of polarization of laser beams turn out to result with a loss of the total of the trapped atoms. Aligning the laser beams, frequency stability of the light (master, slave and repumping lasers), shifting the laser frequency, proper polarization of light, size and form of beams and magnetic field are the part of the MOT set-up which therefore demand constant attention. However with a strict control of these parameters of operation, we are able to create stable MOT operation conditions for many seconds, minutes or even by many hours.

ACKNOWLEDGEMENTS

Authors wish to acknowledge to the CENAM community for their support to develop this work.

REFERENCES

1. Frisch, R., "Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsruckstosses", Z. Phys., 86, 42 (1933).
2. T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, "Cooling of gases by laser radiation", Opt. Commun., 13, 68 (1975).
3. W. Phillips and H. Metcalf, "Laser deceleration of an atomic beam", Phys. Rev. Lett., 48, 596 (1982).

4. S. Chu., L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, "Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.*, 55, 48 (1985).
5. A. Ashkin, "Trapping of atoms by resonance radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.*, 40, 729 (1978).
6. D. Pritchard, Raab, E.M. Prentiss, A. Cable, and S. Chu, " Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.*, 59, 2631 (1987)
7. See, for example, *Laser manipulation of atoms and ions*, Varenna Summer School, Eds. E. Arimondo and W. D. Phillips, (1991).
8. Cohen-Tannoudji, *Ann. Phys.*, 7, 423, 469 (1962).
9. High resolution spectroscopy in gases and its application on the frequency stabilization of semiconductor lasers, E. de Carlos López and J.M López Romero, *Rev. Mex. Fis.* 50(6), 569-578 (2004).
10. Injection locking of diode laser. G. Ronald Hadley. *IEEE Journal of quantum electronics*. Vol. QE-22. No. 3. 419-426 (1986).
11. Injection locking in AlGaAs semiconductor laser. Soichi Kobayashi and Tatsuya Kimura. *IEEE Journal of Quantum Electronics*. Vol. QE-17, No. 5, 681-689 (1981).



AVISO DE ACEPTACION

México, D. F., 28 de junio de 2007.

No. de Ref.: 3177
Sección: Investigación

Dra. Maricela Talavera Ortega
División de Tiempo y Frecuencia
Centro Nacional de Metrología, CENAM
Km. 4.5 Carr. A Los Cués, El Marques
76241
Querétaro, Qro.

Estimado Dra. Talavera Ortega :

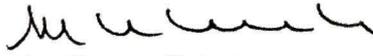
Tenemos el agrado de informarle que el artículo titulado:

“Accurate absolute measurement of trapped Cs atoms in a MOT”,

cuyos autores son M. Talavera O., M. López Romero, E. de Carlos L. y S. Jiménez S., ha sido aceptado para publicación en la Revista Mexicana de Física en la sección ***Investigación***.

Cualquier cambio de dirección, le rogamos nos lo comunique a la brevedad posible.

Con un atento saludo


Dra. Carmen Cisneros
Directora

Accurate absolute measurement of trapped Cs atoms in a MOT

Maricela Talavera O.^{1,2}, Mauricio López R.¹, Eduardo de Carlos L.¹, Sergio Jiménez S.²

¹ División de Tiempo y Frecuencia

Centro Nacional de Metrología, CENAM

km 4.5 Carretera a los Cués, El Marques, Querétaro, 76241, México

² Centro de Investigación y Estudios Avanzados del IPN, Unidad Querétaro

Libramiento Norponiente No. 2000, Fracc. Real de Juriquilla, Qro, 76230 México

Abstract

A Cs-133 Magneto-Optical Trap (MOT) has been developed at the Time and Frequency Division of the Centro Nacional de Metrología, CENAM, in Mexico. This MOT is part of a primary frequency standard based on ultra cold Cs atoms, called CsF-1 clock, under development at CENAM. In this Cs MOT we use the standard configuration ($\sigma^+ - \sigma^-$) 4-horizontal 2-vertical laser beams of 1.9 cm in diameter, with 5 mW each. We use a 852 nm, 5 mW, DBR laser as a master laser which is stabilized by saturation spectroscopy. Emission linewidth of the master laser is 1 MHz. In order to amplify the light of the master laser a 50 mW, 852 nm AlGaAs laser is used as slave laser. This slave laser is stabilized by light injection technique. A 12 MHz red shift of the light is performed by two double passes through two Acusto-Optic Modulators (AOM's). The optical part of the CENAM's MOT is very robust against mechanical vibration, acoustic noise and temperature changes in our laboratory, because none of our diode lasers use an extended cavity to reduce the linewidth. In this paper we report results of our MOT characterization as a function of several operation parameters such as the intensity of laser beams, the laser beam diameter, the red shift of light, and the gradient of the magnetic field. We also report accurate absolute measurement of the number of trapped Cs atoms in our Cs MOT. We found up to 6×10^7 trapped Cs atoms in our MOT measured with an uncertainty no bigger than 6.4%.

Keywords: Time and Frequency Metrology, cold Cs atoms, MOT, diode lasers, laser stabilization.

Resumen

Una Trampa Magneto-Óptica (MOT) de Cs-133 se ha desarrollado en la División de Tiempo y Frecuencia del Centro Nacional de Metrología, CENAM, en México. Esta MOT es parte de un patrón primario de frecuencia basado en átomos ultra fríos de Cs, llamado reloj CsF-1 que se encuentra en desarrollo en el CENAM. En esta MOT de Cs se emplea la configuración estándar ($\sigma^+ - \sigma^-$) de 4 haces láser horizontales y 2 verticales de 1.9 cm de diámetro con 5 mW de potencia cada uno. Se utiliza un láser DBR de 852 nm y 5 mW como láser maestro estabilizado por espectroscopia de saturación. El ancho de línea de emisión del láser maestro es de 1 MHz. Para amplificar la luz del láser maestro se emplea un láser esclavo de AlGaAs de 852 nm y 50 mW de potencia. Este láser esclavo es estabilizado por la técnica de inyección de luz. Se realiza un corrimiento de la luz al rojo de 12 MHz por un doble paso a través de dos Moduladores Acusto-Ópticos (AOM's). La parte óptica de la MOT del CENAM es muy

robusta contra la vibración mecánica, el ruido acústico y los cambios de temperatura en el laboratorio, debido a que ninguno de los diodos láser emplea una cavidad extendida para reducir el ancho de línea. En este trabajo se reportan los resultados de la caracterización de la MOT como una función de varios parámetros de operación tales como: intensidad y diámetro de los haces láser, corrimiento al rojo de la luz y el gradiente de campo magnético. También se reportan mediciones absolutas del número de átomos de Cs atrapados en la MOT. Se encontraron más de 6×10^7 átomos de Cs atrapados, medidos con una incertidumbre que en ningún caso es mayor a 6.4%.

Descriptor: Metrología de Tiempo y Frecuencia, átomos de Cs fríos, MOT, láseres diodo, estabilización láser.

PACS: 32.80.Pj; 42.62.Eh; 06.30.Ft.

1 Introduction

Trapping and cooling atoms in a magneto-optical trap (MOT) constitutes a very valuable technique in the study of different aspects of the fundamental physics [1]. Ultra cold atoms also have important applications when measuring time at the highest accuracy [2]. For example, the so called *fountain clocks* use a Magneto-Optical Trap (MOT), where the number of trapped Cs-133 atoms is one of the most important parameters on the uncertainty of the experimental reproduction of the unit of time, the second [3]. In the high accuracy time measurement applications there is a compromise between the number of trapped atoms and the frequency stability and accuracy of the clock. The frequency stability $\sigma_y(\tau)$ is related to the signal-to-noise ratio S/N of the Ramsey pattern around the so called *clock transition* according to the relation [2]:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{S/N} \frac{1}{\nu/\Gamma} \tau^{1/2} \quad (1)$$

where ν is the central frequency of the quantum transition, Γ is the FWHM transition linewidth and τ is an integration time. On the other hand, it is well known that the signal-to-noise ratio is proportional to the number of trapped atoms in the MOT. However, the uncertainty on the evaluation of the frequency shift due to collisions among Cs atoms increases as a function of the density of the atoms. Accurate measurement of the number of trapped Cs atoms in a MOT is important when evaluating the uncertainty of the experimental realization of the unit of time, the second. Accurate counting of trapped Cs atoms could have also interesting applications in mass measurement. The unit of mass of the International Systems of Units (SI) is currently defined in terms of the mass of one particular artifact, a cylinder made of a platinum and iridium mixture [4]. However, the *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM) has recommended to the international scientific community [5] to develop experiments towards a redefinition of the kilogram in terms of fundamental constants. So far, different techniques have been developed that lead towards a new definition of the kilogram of the SI in terms of the Planck constant through the Watt balance [6], the Avogadro's

constant through the so called Silicon sphere [7], or the mass of gold atoms by capturing gold atoms in an atomic beam experiments [8]. Accurate measurement of absolute number of trapped Cs atoms in a MOT could also have applications in mass measurements using the mass of the Cs atom as reference.

Some technical publications report the number of trapped atoms in a MOT [9], however no one presents a report with the aim to measure the absolute large number ($> 10^6$) of trapped Cs atoms at the highest possible accuracy. The main goal of this work is to report our results of measurements of the absolute number of Cs atoms trapped in a MOT with high accuracy. We include, of course, an exhaustive uncertainty analysis in our measurements.

In section 2, we describe the experimental setup of the MOT used to accurately measure the number of trapped Cs atoms. In section 3 we present experimental results showing the dependence of trapped atoms as a function of different parameters including: intensity of the laser beams, red frequency shift, diameter of the laser beams and magnetic field gradient. A discussion of the experimental results is presented in section 4 making an uncertainty analysis of our measurements. Finally, the conclusions of this work are presented in section 5.

2 Experimental setup

Mechanisms for cooling and trapping of neutral atoms in a MOT have been explained extensively in different articles [10] and special issues [11]. We will not reproduce those well known mechanisms in this paper. A theoretical approach of the capture and loss process of the atoms into the MOT can be found in references [12-14]. Instead, we will focus on the experimental relevant parts needed to measure with high accuracy the number of trapped atoms in a Cs MOT.

The Cs MOT developed at CENAM consists of a sphere made of stainless steel of about 15 cm in diameter, with 12 optical ports. Six of the 12 optical ports are used to feed the sphere with the cooling and repumping lasers beams. In each of those six ports there is an antireflection coated optical window for 852 nm (transmission coefficient better than 99%). Figure 1 shows the stainless steel sphere with the optical port. Vacuum in the sphere, without Cs, is around 10^{-8} Pa. Partial Cs pressure is maintained around 10^{-6} Pa, and it is controlled through temperature of the Cs reservoir and a valve. The sphere is surrounded by two coils, each of them of 20 cm in diameter, disposed in an anti-Helmholtz configuration. Magnetic field gradient close to the center of the sphere is 5 G/cm; it can be changed by adjusting the current through the coils. Electric current in the anti-Helmholtz coils is typically 2 A. The light of the MOT's optical system is produced by three diode lasers, the master, the slave and the repumping lasers. The master laser consists of a DBR type diode laser manufactured by Yokowaga (model YL85XTW), 5 mW output power, 1 MHz in linewidth, and 852 nm in wavelength. In reference [15] there are reports of using DBR lasers in Cs atomic clocks, and in reference [16] in Rb clocks. The master DBR laser is stabilized at the $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$ transition using the modulated frequency spectroscopy

technique [17]. Figure 2 shows the measurement results on the typical frequency stability of three DBR lasers using the “three cornered hat method” [18].

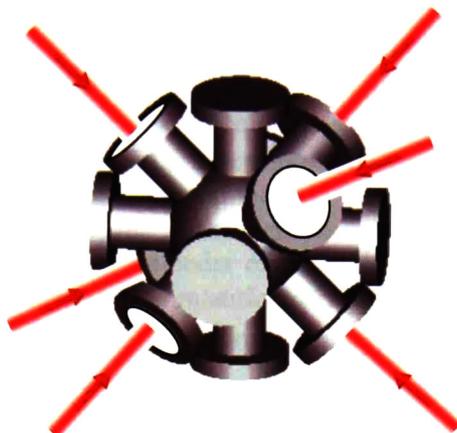


Figure 1. Sphere of stainless steel with 12 optical ports, six of the 12 optical ports have an antireflection coated optical window for 852 nm (transmission coefficient better than 99%), and they are used to feed the sphere with the cooling and repumping lasers beams.

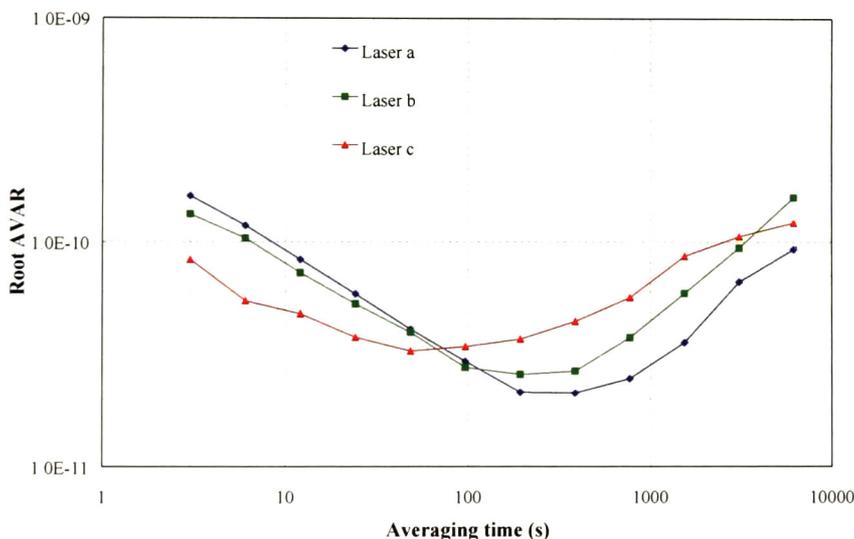


Figure 2. Estimation of the absolute frequency stability of three DBR lasers stabilized to the D_2 line of Cs-133 (852 nm) using the “three cornered hat method” [18].

Two Acousto-optic Modulators, AOMs, are used to shift the light to the red around 12 MHz. Two double passes of light through the AOMs combined with the cat eye configuration are used to shift the frequency of light of lasers. The slave laser was manufactured by Blue Sky Research, model VPLS-0852-050-X-9-C, output power 50 mW, 852 nm in wavelength. It has a single spatial Gaussian mode for far field. So, a circular cross section light beam output is obtained with a relationship of circularity of 1.2:1.0, resulting in a highly homogeneous

intensity distribution. This characteristic emission of the slave laser avoids the necessity to use a pinhole as spatial filter giving us the opportunity to feed into the MOT, in a very efficient way, a large part of its output power. The slave laser is stabilized by injection light technique [19, 20] feeding about 200 μW of light from the master laser after red frequency shift. Then the circular laser beam is directed through a lens system in order to expand it up to 4 cm in diameter (this diameter is defined by the $1/e^2$ relation). With the help of a diaphragm the final diameter of the cooling beam fed into the sphere is controlled. It is important to mention that even at the smallest diameter (≈ 0.7 cm) diffraction effects from the diaphragm were found to be negligible. After that, the cooling beam is divided in three beams of around 5 mW of power each, and then fed into the MOT. Due to the small emission linewidth of the master laser, neither the master nor the slave laser are under extended cavity configuration. The repumping laser is similar to the master laser (same manufacturer and model), but it is stabilized to the $|6^2 s_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 4\rangle$ Cs transition by saturation spectroscopy. Light of the repumping laser is superimposed with the six cooling beams. A $\frac{1}{4}$ wave plate is used in each window of the sphere in order to have $\sigma^+ - \sigma^-$ polarizations. The standard geometrical disposition of the cooling lasers, four laser beams on the horizontal plane and two laser beams in the vertical direction, is used. Due to the absence of extended cavity in lasers, the CENAM's MOT is highly insensitive to acoustic noise and temperature changes in the laboratory. The MOT is routinely operated and no major adjusting is needed between daily operation sessions. However it is necessary to mention that we found that our DBR lasers are highly sensitive to noise (harmonics and other frequencies) on the AC plug power supply. In order to avoid this inconvenience we normally use a set of DC batteries to operate our MOT. Figure 3 shows schematically the optical system of the CENAM's MOT.

3 Experimental results

As we mentioned previously, the results shown in this paper are part of the measurements performed in order to determine accurately the number of trapped atoms in our MOT as a function of several parameters, among them: the intensity, the diameter of cross section, the red shift of the laser beams and the magnetic field gradient. The number of trapped Cs atoms has been estimated by measuring the fluorescence of the cloud of trapped atoms while it is illuminated with the cooling and repumping beams.

If r is the rate of photons scattered by a single Cs atom while it is illuminated with the cooling beams, then $r h \nu$ is the emitted power carried by one atom due to the spontaneous decay. Here h is the Planck constant and ν is the central frequency corresponding to the cyclic $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$ Cs transition. If N is the number of trapped atoms in the MOT under the steady-state condition [14] then $N r h \nu$ is the power carried by the fluorescence photons. Finally, the power detected by a photodetector due to fluorescence of the trapped atoms in the MOT can be written as:

$$P = \Omega N r h \nu \quad (2)$$

where Ω is the solid angle defined by the photodetector respect to the trapped Cs atoms cloud. Solving for the number of trapped atoms in terms of power measurements and assuming that all atoms in the trap scatter photons at some average rate we have $N = P/\Omega rh\nu$. In equation (2) we are modeling the cloud of trapped atoms as a point source. The rate of photons scattered by a single atom can be expressed as [21]:

$$r = \frac{1}{2/\Gamma} \frac{C^2 \zeta}{(1 + C^2 \zeta)} \quad (3)$$

where

$$\zeta = \frac{I/I_s}{1 + (2\Delta/\Gamma)^2} \quad (4)$$

Here I is the intensity of the laser beams, $I_s = 1.102 \text{ mW/cm}^2$ is the Cs saturation intensity [21] for the case of the $|6^2 s_{1/2}, F = 4, m_F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5, m_F = 5\rangle$ cyclic transition, Δ is the frequency shift of the laser beams with respect to the atomic frequency transition, $\Gamma = 5.3 \text{ MHz}$ is the FWHM linewidth of the cooling transition. C is a phenomenological factor which is introduced in order to take into account the effect of the reduced saturation. C is related to the average of the Clebsch-Gordan coefficients for the different possible transitions between various magnetic sublevels for the atoms in the MOT [22]. For the $|6^2 s_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6^2 p_{3/2}, F' = 5\rangle$ transition, the average of the squares of the Clebsch-Gordan coefficients is $0.4 < C^2 < 1$ [22]. The experimental value considered in this paper is $C = 0.7 \pm 0.2$ [21], indicating a preferential population on the high m_F stretched states.

To determine the absolute number of trapped atoms from the emitted fluorescence, according with (2), a photodetector can be used to measure a fraction of the total fluorescence emitted by the trapped atoms in the MOT. While using this method it is important to collect into the photodetector as much fluorescence as possible. In this experiment, measurements taken from the photodetector have the biggest contribution into the uncertainty analysis as it is shown in section 4. Careful attention was paid on different parameters involved in this power measurement is needed to assure high accuracy on N measurement. So, from accurate power measurements we determine the number of trapped atoms. In order to carry out the accurate optical power measurements of the fluorescence in our MOT, we use a measurement system which includes a photodetector, a trans-impedance amplifier and a multimeter. The entire system was calibrated using a high accurate a power optical standard. The value of the radiant sensitivity S of the photodetector (Hamamatsu S1337 1010BQ) obtained by the calibration process was 0.4574 A/W at $\lambda = 852 \text{ nm}$, with an uncertainty no larger than 2%. This uncertainty value takes into account variations of the radiant sensitivity across the photodetector's sensitive surface (1 cm^2). Figure 4 shows a cross section of the stainless steel sphere in our MOT, where it is indicating the photodetector's position.

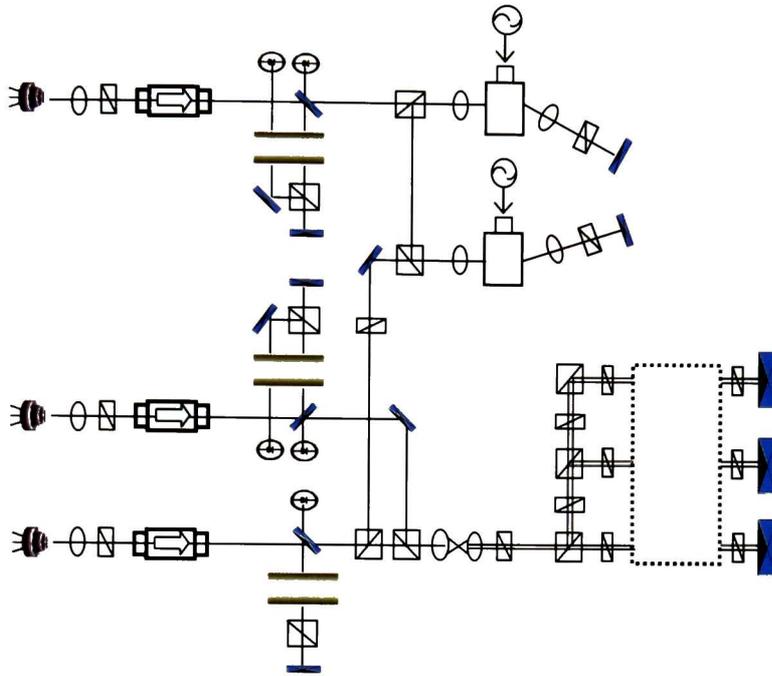


Figure 3. Schematic diagram of configuration of CENAM's MOT. Here M is for mirror, $\lambda/4$ is for $\frac{1}{4}$ wave plate, $\lambda/2$ represents a $\frac{1}{2}$ wave plate, BS stands for beam splitter, PBS is for polarized beam splitter, AOM is an acousto-optic modulator, L represents a lens, IO is an optical isolator, MO represents a microscope objective and PD represents a photodetector.

Between the trapped Cs atoms and the photodetector there is no one optical element except for the optical window. The optical window has an antireflection coat in both sides for 852 nm. The transmission coefficient of the windows is high, better than 0.9987. In our experiments we have carefully verified the linearity in our optical power measurement system in order to avoid any electronic saturation effect.

In order to set the photodetector's sensitive surface in a parallel position respect to the optical window, the photodetector was mounted in a customized mechanical device which includes a translation system. Three micrometer screws facilitate 3-dimensional tilting motion of the photodetector. With this mechanical system we provide a convenient method of alignment of the photodiode. The best signal to noise ratio is obtained when the photodetector surface is placed parallel to the optical window. In order to avoid detection of light coming from the laboratory environment, a mask is use in the view-port fitting carefully the sensitive surface of the photodetector. We also designed an enclosure to cover completely the MOT in order to minimize the light feeding from the laboratory environment. In all cases measurements were carried out when environmental light of laboratory was off.

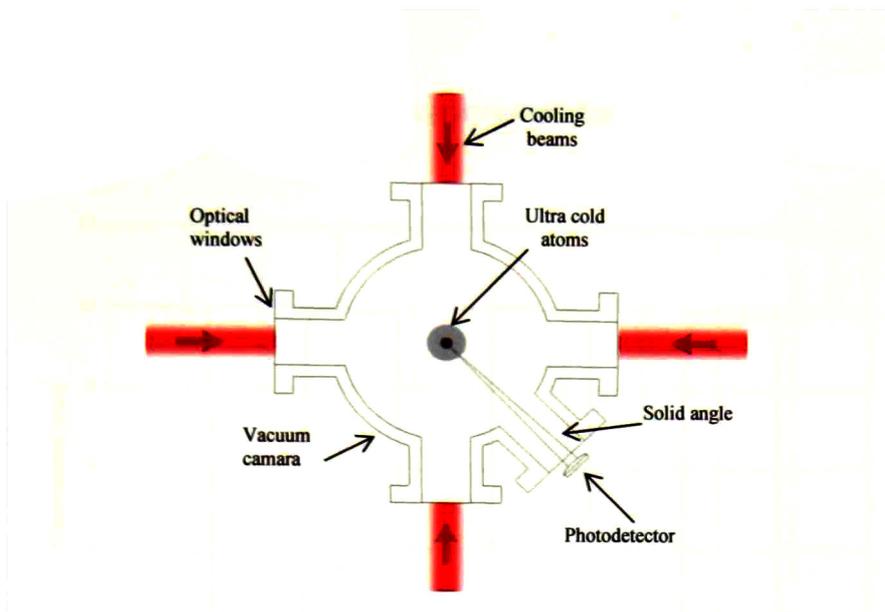


Figure 4. Lateral view of our MOT, indicating the photodetector position.

On the other hand, measurements of the diameter of the cold Cs atoms in the MOT were made in a simple way through a CCD camera (Mega Speed, CPL MS-4K model) sensitive to 852 nm. The image size of the cloud of cold Cs atoms produced by the CCD camera was compared to the image size of the opposite window on the stainless steel sphere appearing also in the CCD image. The diameter was $4 \text{ mm} \pm 0.2 \text{ mm}$.

Figure 5 shows the intensity of light on the photodetector as a function of time while the trap is loaded and unloaded by turning off the cooling beams. The signal increases up to a saturation level with a time constant $\tau \approx 1 \text{ s}$. Then, the cooling laser beams and the magnetic field gradient were held constant for around 20 seconds, after that time the laser beams were switched off and the signal returned to zero. It is important to consider that the measurements of the intensity of light shown in figure 5 are the result of the fluorescence from the cloud of cooled Cs atoms and the straight light of the cooling beams by the walls and windows of the vacuum container during the measurement time, as well as the fluorescence light from non trapped Cs atoms (fluorescence from the path of cooling beams). In order to get the contribution on the photodetector of light coming from the cooled Cs atoms, we subtract from the measurements shown in figure 5 the signal obtained when the magnetic field gradient is turned off, that is, the cooling lasers beams are on but there are no trapped Cs atoms. During those measurements, care was taken to avoid any contribution from other sources of light (like laboratory environmental light for example). In figure 6 we show the signal on the photodetector resulting from the Cs trapped atoms fluorescence.

Figures 7-9 show the dependence of the number of trapped Cs atoms on the MOT as function of several operation parameters. The cooling laser beams were carefully aligned to obtain spherical cloud shapes. Figure 7 shows the number of the trapped Cs atoms as function of intensity and diameter of the cooling laser beams. In that graph, while we changed the trapping beams intensities by placing neutral density filters in the beam path before it is split into three parts, the diameter was kept constant at 1.9 cm. On the other hand, while we changed the diameter by placing a diaphragm, the intensity of cooling laser beams was kept

constant at 1.5 mW/cm^2 . In all these measurements the magnetic field gradient remains constant at 5.3 G/cm .

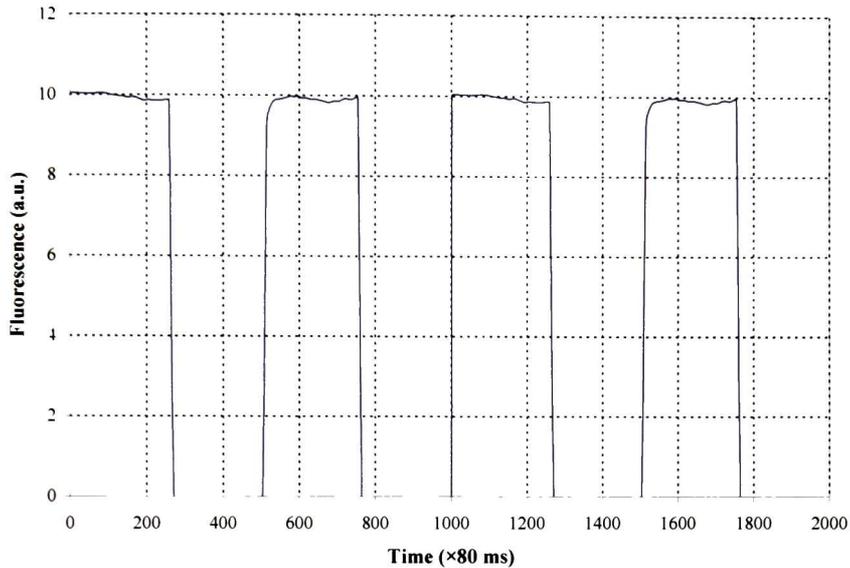


Figure 5. Intensity of light on the Cs MOT's photodetector as a function of time while the trap is loaded and unloaded by turning off the cooling beams. The MOT parameters are $\Delta = -10 \text{ MHz}$, $I = 1.5 \text{ mW/cm}^2$, $d = 1.9 \text{ cm}$ and $\nabla B = 5.3 \text{ G/cm}$.

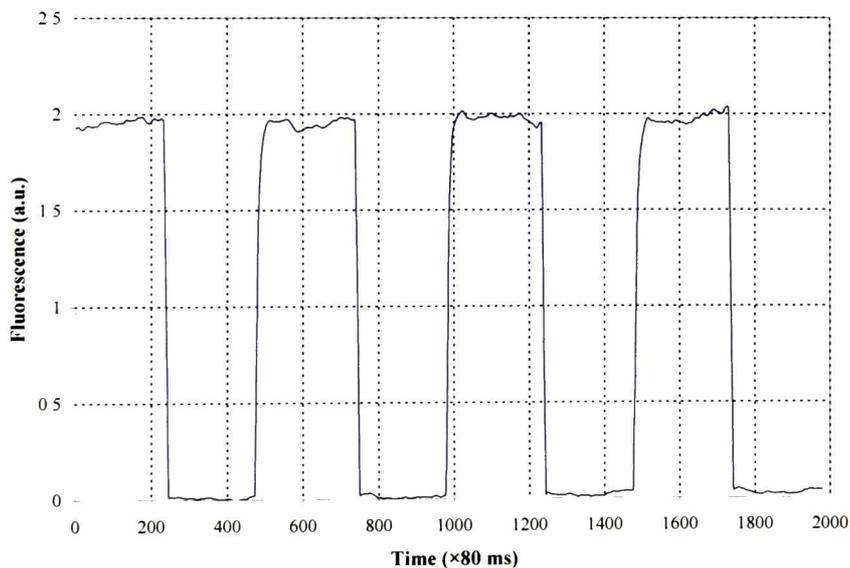


Figure 6. Signal on the photodetector resulting from the Cs trapped atoms fluorescence. The MOT parameters are $\Delta = -10 \text{ MHz}$, $I = 1.5 \text{ mW/cm}^2$, $d = 1.9 \text{ cm}$ and $\nabla B = 5.3 \text{ G/cm}$.

As can be noticed from these graphs, our results show that the number of Cs trapped atoms has a linear dependence on the intensity and the diameter of cooling beams.

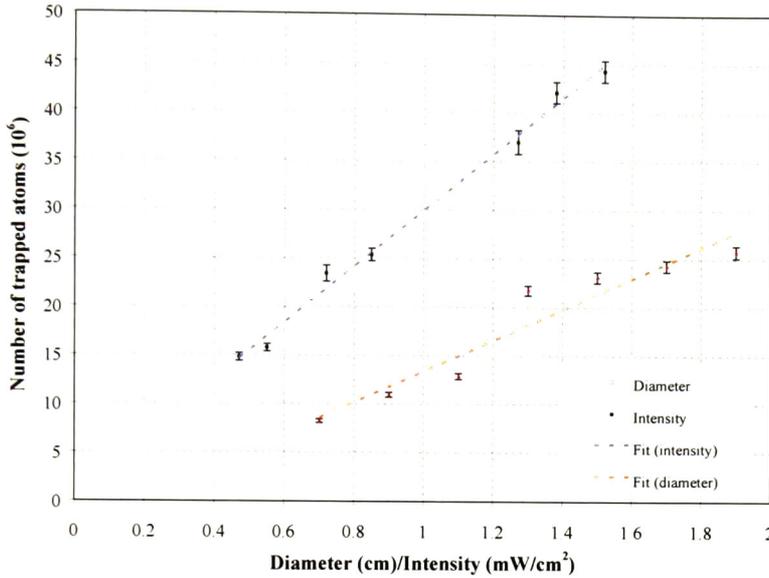


Figure 7. Measurements of the number of trapped Cs atoms in the CENAM’s MOT as a function of intensity and diameter of the cooling beams. $\nabla B = 5.3$ G/cm and $\Delta = -12$ MHz.

Figure 8 shows how the number of trapped Cs atoms depends on the detuning of the cooling lasers beams while the magnetic field gradient remains constant, as well as the intensity and the diameter of the laser beams. Laser detuning was changed by adjusting the frequency of the AOM’s. As can be seen in figure 8, while the detuning of the cooling lasers beams increased for a given beam intensity and a diameter, the number of atoms increases until reaching an optimum value and after that it decays. These results are in close agreement with those in reference [12]. However, the results in ref. [12] do not include uncertainty values.

Figure 9 shows how the number of trapped atoms depends on the magnetic field gradient at a fixed detuning, diameter and intensity of cooling laser beams. The magnetic field gradient was changed by adjusting the current in the anti-Helmholtz coils. The magnetic field gradient changes both the loading time constant and the number of trapped Cs atoms on the steady state condition. We observe that when the diameter of the cooling beams was 1.9 cm, the small magnetic field gradient causes an increment of the loss rate due to collisions of the trapped Cs atoms with non trapped atoms. On the other hand, when the magnetic field gradient increases up to 5.3 G/cm the capture rate diminishes, resulting in a smaller number of trapped Cs atoms.

In our experiment the optimum values for the MOT’s parameters in order to trap the largest number of Cs atoms are: 3.2 G/cm for the magnetic field gradient, 1.9 cm for the diameter and 1.5 mW/cm² for the intensity of cooling laser beams along with a laser detuning of 14 MHz. These results are in agreement (for the overlap region), within uncertainties, with those previously published by K. Lindquist, M Stephens, and C. Wieman in reference [23].

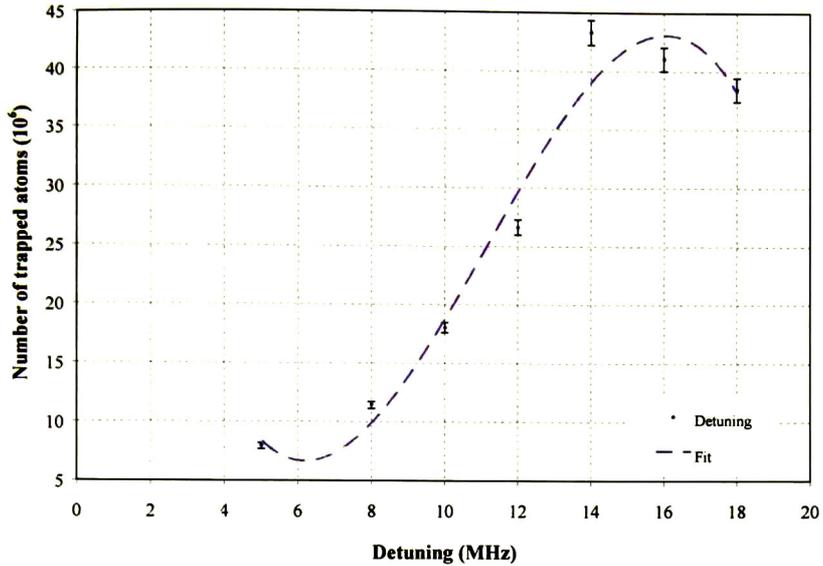


Figure 8. Number of trapped Cs atoms in the CENAM's MOT as function of laser detuning, diameter of laser cooling beams of 1.9 cm, the intensity of cooling beams 1.5 mW/cm^2 and $\nabla B= 5.3 \text{ G/cm}$.

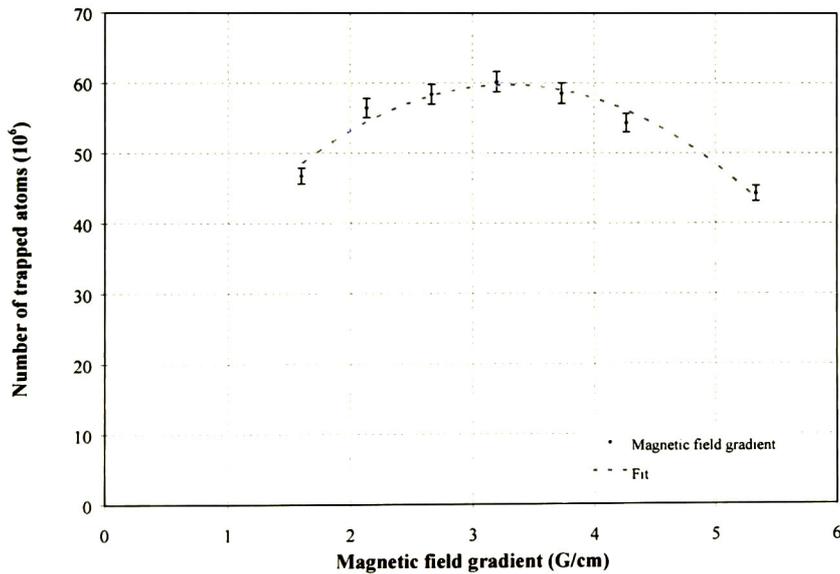


Figure 9. Number of trapped Cs atoms in the CENAM's MOT as function of magnetic field gradient. Diameter of the cooling laser beams was 1.9 cm, laser detuning 14 MHz and intensity of cooling beams 1.5 mW/cm^2 .

4 Uncertainty analysis

The uncertainty μ_N associated with the measurement of the number of trapped Cs atoms is presented in this section. This analysis is based on *The Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement* (GUM) [24]. According with the mathematical model presented in a previous section, the number N of trapped Cs atoms in the MOT is a function of the optical power P of fluorescence from the cold atoms, the solid angle Ω of the photodetector with respect to the cloud of Cs cold atoms, the rate of photons scattered r for the cycling transition and the energy of the fluorescence photons $h\nu$. So we can write that $N = N(P, \Omega, r, \nu)$. Thus, in accordance with the GUM the uncertainty μ_N on the number of trapped Cs atoms in our MOT can be written as follows:

$$\mu_N = \sqrt{\left[\left(\frac{\partial N}{\partial P}\right) \cdot \mu_P\right]^2 + \left[\left(\frac{\partial N}{\partial \Omega}\right) \cdot \mu_\Omega\right]^2 + \left[\left(\frac{\partial N}{\partial r}\right) \cdot \mu_r\right]^2 + \left[\left(\frac{\partial N}{\partial \nu}\right) \cdot \mu_\nu\right]^2} \quad (13)$$

where μ_P is the uncertainty associated with power measurements of the fluorescence in our MOT, it includes the uncertainty associated with the whole optical power measurement system, the uncertainty for repeatability and the uncertainty for reproducibility, μ_Ω is the uncertainty associated to solid angle, μ_r is the uncertainty associated to the scattering rate of photons, and μ_ν is the uncertainty associated to laser frequency. The ability to vary just one trap parameter while holding constant the others, offers a convenient method for systematically measure the number of trapped atoms as a function of the various trap operation parameters. It is interesting to note that the most significant contribution to the uncertainty of the number of trapped Cs atoms in the MOT corresponds to the optical power measurement. Numerical values of the terms in (13) depend, of course, on the specific values for the operational parameters of the MOT. However, we can mention that the term $(\partial N/\partial P) \cdot \mu_P$ gets values around 10^5 . The next largest contribution is the uncertainty of the rate of photons dispersion $(\partial N/\partial r) \cdot \mu_r$ which is one order of magnitude smaller than the one associated to the power measurements, getting values around 10^4 . On third place is the uncertainty due to the solid angle contribution $(\partial N/\partial \Omega) \cdot \mu_\Omega$ which is on the 10^3 region. Finally, with a contribution that can be ignored, the term $(\partial N/\partial \nu) \cdot \mu_\nu$ gets values around 10^{-2} . The best uncertainty on the number of trapped Cs atoms corresponds to $N = 6 \times 10^7$ which is $\mu_N = \pm 1.4 \times 10^6$, which is less than the 2.5% on N . This uncertainty is for the following values for MOT's operation parameters: intensity, diameter and red shift of cooling laser beams of 1.5 mW/cm^2 , 1.9 cm and 14 MHz , respectively. In this case the gradient of the magnetic field is 3.2 G/cm . In the worst case, which corresponds to intensity, diameter and frequency shift of the cooling laser beams of 1.5 mW/cm^2 , 1.9 cm , 5 MHz , respectively, and a magnetic field gradient of 5.3 G/cm , the uncertainty on N is $\mu_N = \pm 2.5 \times 10^5$ for $N = 7.9 \times 10^6$ atoms. This uncertainty value corresponds to around 3.2% of the number of trapped Cs atoms. However, in order to increase the confidence level on the uncertainty on the number of trapped Cs atoms up to 95%, if we assume that values of different parameters in our MOT are Gaussian distributed, and attending recommendation of the ISO Guide to the Expression of Uncertainty in

Measurements, we use a coverage factor of 2 in our uncertainty analysis to find that our uncertainty is never bigger than 6.4 %.

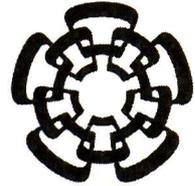
5 Conclusions

We have reported results about the characterization of a Cs MOT designed to operate a Cs fountain clock. The most significant characteristic of our Cs MOT, which is different from others MOTs, is that our optical system works with light coming from DBR diode lasers operated without extended cavities. The emission linewidth of our DBR lasers is around 1 MHz. This linewidth value is good enough to operate a Cs MOT, as we showed in this paper, and also a Cs fountain clock. Due to absence of extended cavities in the optical system, our MOT is highly insensitive to acoustic noise and temperature changes in the laboratory. Characterization reported in this paper was made with the aim to accurate measurements of absolute number of trapped Cs atoms in our MOT as a function of several operation parameters such as the intensity of laser beams, the laser beam diameter, the red shift of light, and the gradient of the magnetic field. Our results are in agreement with others previously reported. However our results have lower measurement uncertainties than previously published reports. We found up to 6×10^7 trapped Cs atoms in our MOT measured with an uncertainty no bigger than 6.4% in all cases.

References

- [1] Santarelli G, Laurent Ph, Lemonde P, Clairon A, Mann A G, Chang S, Luiten A N and Salomon C, *Phys. Rev. Lett*, **82**, (1999), 4619.
- [2] R Wynands and S. Weyers, *Metrologia*, **42**, (2005), S64-S79.
- [3] *13th Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM)*, 1967.
- [4] *3rd Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM)*, 1901.
- [5] Taylor B. N. *The possible role of the fundamental constants in replacing the kilogram* *IEEE Trans. Instrum.Meas.* **40**, (1991), 86.
Quinn T. J. *Recent advances in mass standards and weighing. Metrology at the Frontiers of Physics and Technology* ed. L. Crovini and T. J. Quinn, Amsterdam: North-Holland (1992).
Kochsiek M. and Gläser M. (ed). *Mass Metrology*, Berlin: Wiley-VCH (2001).
Jabbour Z. J. and Yaniv S. L. *The kilogram and measurements of mass and force* *J. Res. NIST* **106**, (2000), 25.
Davies R. S. *Mass metrology. Recent Advances in Metrology and Fundamental Constants* ed. T. J. Quinn and S. Leschiutta, Amsterdam: IOS (2001).
- [6] Eichenberger A., Jeckelmann B. and Richard P. *Tracing Planck's constant to the kilogram by electromechanical methods. Metrologia* **40**, (2003), 356.
- [7] Kibble B. P. and Robinson I. A. *Replacing the kilogram. Meas. Sci. Technol.* **14**, (2003), 1243.
- [8] Becker P. and Gläser M. *Avogadro constant and ion accumulation: steps towards a redefinition of the SI unit of mass. Meas. Sci. Technol.* **14**, (2003), 1249.
- [9] M.-C. Gagné, J. S. Boulanger, and R. J. Douglas, *Can. J. Phys.* **76**, (1998), 577.

- [10] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, (1989), 2023.
- [11] H. J. Metcalf, P. van der Straten, Springer-Verlag New York, Inc. 1999.
- [12] Monroe C, Swann W. Robinson H and Wieman C, *Phys. Rev. Lett.* **65**, (1990), 1571.
- [13] N Sagna, G. Dudle and P. Thomann, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, (1995), 3213.
- [14] Gibble K, Kasapi S and Chu S., *Opt. Lett.* **17**, (1992), 526.
- [15] R.E. Drullinger, D.A. Jennings, W.D. Lee, and J.M. Lopez-Romero, *Proceedings of the 1996 Conference on Precision Electromagnetic Measurements*, (1996), 269.
- [16] J.Q. Deng, G. Mileti, J.M. López-Romero, D.A. Jennings, F.L. Walls, and R. E. Drullinger, *Proceedings of the 1997 European Frequency and Time Forum*, (1997), 211.
- [17] E. de Carlos, J. M. López, *Rev. Mex. Fis.* **50**, (2004) 569.
- [18] E. de Carlos, J. M. López, *Proceedings SPIE V Symposium Optics in Industry*, **6046** (2005).
- [19] Kobayashi, S., and Kimura, T., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-17**, No. 5, (1981), 681.
- [20] Hadley, R. G., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE-22**, No. 3, (1986), 419.
- [21] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, and C. J. Foot, *Phys. Rev. A* **52**, (1995), 1423.
- [22] Ashmore, J. P, Thesis, (2005), 109.
- [23] K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman, *Physical Review A*, **46**, (1992), 4082.
- [24] BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAC, IUPAP, and OIML. *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, International Standards Organization, 1995.



Cinvestav-Querétaro

EL JURADO DESIGNADO POR LA UNIDAD QUERÉTARO DEL CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS AVANZADOS DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL, APROBÓ LA TESIS DOCTORAL DE LA C. MARICELA TALAVERA ORTEGA TITULADA: "MEDICIONES DEL NÚMERO DE ÁTOMOS DE CESIO-133 ATRAPADOS EN UNA MOT", FIRMAN AL CALCE DE COMÚN ACUERDO LOS INTEGRANTES DE DICHO JURADO, EN LA CIUDAD DE QUERÉTARO, QRO., A LOS 6 DÍAS DEL MES DE AGOSTO DE 2007.



Dr. JOSÉ MAURICIO LÓPEZ ROMERO



Dr. SERGIO JOAQUÍN JIMÉNEZ SANDOVAL



Dra. REBECA CASTANEDO PÉREZ



Dr. IGNACIO HERNÁNDEZ GUTIÉRREZ



Dr. ARTURO MENDOZA GALVÁN



Dr. GERARDO TORRES DELGADO



CINVESTAV
BIBLIOTECA CENTRAL



SSIT000006237