



Universidad Autónoma de San Luis Potosí

---

Facultad de Ciencias

---

Diseño y construcción de un sistema de interferometría  
atómica para gravimetría

Documento presentado al

**Instituto de Física**

como requisito para realizar el examen de

**DOCTOR EN FÍSICA**

por

M.C. Alejandra López Vázquez

asesorada por

Dr. Eduardo Gómez García

y

Dr. John Alexander Franco Villafañe

San Luis Potosí SLP.

Agosto 2021



Diseño y construcción de un sistema de interferometría atómica para gravimetría por Alejandra López Vázquez se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial-SinDerivadas 4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

Diseño y construcción de un sistema de interferometría  
atómica para gravimetría

M.C. Alejandra López Vázquez

Agosto 2021

*Para mi Papá, que todo me dio,  
Mi Mamá,  
Mi Shipoo hermoso,  
Mi Hermoso  
Y mis 7 hijos restantes.*

Después de todo, el hombre es ese ser que ha inventado las cámaras de gas de Auschwitz, pero también es el ser que ha entrado en esas cámaras con la cabeza erguida y el Padre nuestro o el Shema Yisrael en sus labios. *El hombre en busca del sentido - Victor Frankl*

# Índice general

Agradecimientos	x
Resumen	XI
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Perfil plano en cavidad de anillo . . . . .	2
1.2. Sistema de modulación . . . . .	3
<b>2. Perfil Transversal Plano en Cavidad Óptica de anillo</b>	<b>6</b>
2.1. Características de la cavidad óptica de anillo . . . . .	6
2.2. Perfil Transversal Plano . . . . .	10
<b>3. Generación del perfil trasversal plano</b>	<b>13</b>
3.1. Síntesis . . . . .	13
3.2. Conclusiones . . . . .	19
<b>4. Sistema de modulación - Teoría</b>	<b>20</b>
4.1. Enfriamiento Doppler . . . . .	20
4.2. Confinamiento espacial de átomos . . . . .	24
4.3. Enfriamiento subDoppler . . . . .	26
4.4. Preparación de estado . . . . .	27
4.5. Interferometría atómica para gravimetría . . . . .	27
4.5.1. Interacción Átomo-Campo . . . . .	29
4.5.2. Interferómetro . . . . .	31
<b>5. Diseño y construcción del sistema de modulación</b>	<b>34</b>
5.1. Laser y Cámara de vacío . . . . .	34
5.2. Introducción - Sistema de modulación . . . . .	36
5.3. Caja Óptica . . . . .	38
5.3.1. Modulador electro-óptico EOM . . . . .	38
5.3.2. Caracterización del EOM . . . . .	40
5.3.3. Modulador Acusto-Óptico AOM . . . . .	45
5.3.4. Caracterización del AOM . . . . .	46
5.3.5. Diseño de la caja óptica . . . . .	52
5.4. Caja de microondas . . . . .	62
5.4.1. Chip RCED . . . . .	64

5.4.2. Reloj para el sistema de control . . . . .	65
5.4.3. Montaje de la caja de microondas . . . . .	66
5.5. Resumen . . . . .	67
<b>A. Velocidad para la molasa móvil</b>	<b>68</b>
<b>B. Selección de velocidades</b>	<b>70</b>

# Índice de figuras

2.1. Cavidades ópticas con diferentes grados de libertad a) $n=1$ , b) $n=2$ , c) $n=3$ , d) $n=4$ . . . . .	6
2.2. Cavidad óptica de anillo. . . . .	7
2.3. Haz gaussiano en propagación libre. . . . .	8
2.4. Descripción del radio del perfil del haz dentro de la cavidad. . . . .	8
2.5. Grafica del perfil del haz dentro de la cavidad de anillo, considerando los planos tangencial (línea rosa) y sagital (línea azul punteada), la estabilidad se debe dar en los dos planos. . . . .	9
2.6. Región de estabilidad para la cavidad de anillo. . . . .	10
2.7. Gráficas de los perfiles de intensidad de los modos $HG_{00}$ , $HG_{10}$ y la suma de estos para la obtención del perfil transversal plano en la dirección $x$ , en orden descendiente. En la primera columna están los cortes en el plano $xy$ de las intensidades, en la segunda mostramos la intensidad de los modos en 3D y en la última los cortes transversales de los perfiles en una dirección. . .	12
3.1. Esquema experimental para la síntesis del perfil plano. . . . .	13
3.2. Espectro de frecuencia de la cavidad óptica de anillo. El modo $HG_{00}$ tiene un corrimiento de aproximadamente 210 MHz y la separación entre los modos $HG_{10}$ y $HG_{01}$ es de 3.97(7) MHz. . . . .	14
3.3. Acoplamiento del haz de entrada con el de la cavidad. . . . .	15
3.4. Ajuste a un polinomio de segundo orden para obtener los valores de $w_0$ y $z_R$ del modo $HG_{00}$ . . . . .	15
3.5. Ajuste a un polinomio de segundo orden para obtener los valores de $w_0$ y $z_R$ del modo $HG_{10}$ . . . . .	16
3.6. Perfil de intensidad plano en la dirección horizontal. . . . .	17
3.7. Perfil de intensidad plano en la dirección vertical. . . . .	18
3.8. Comparación entre los perfiles del modo $HG_{00}$ y $HG_{10}$ con el perfil plano. .	19
4.1. Cambio de momento en la interacción átomo-fotón. a) Absorción, b) Emisión y c) Absorción más emisión. . . . .	21
4.2. Cambio de momento por absorción-emisión de $N$ fotones. . . . .	21
4.3. Niveles hiperfinos del $^{87}\text{Rb}$ en la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ . . . . .	22
4.4. Molasa óptica en 1D. . . . .	22
4.5. Desintonía entre la transición atómica $\omega_{eg}$ y la frecuencia del láser $\omega_L$ . . . .	23
4.6. Diagrama de una 3DMOT. . . . .	24

4.7. a) Bobinas en configuración anti-Helmholtz para la generación del gradiente magnético, b) Componente $B(z)$ del campo magnético. c) Diagrama de la forma y dirección del campo magnético total. . . . .	25
4.8. Desdoblamiento de niveles energéticos debido a $\mathbf{B}$ . . . . .	26
4.9. a) Bombeo hiperfino. b) Bombeo Zeeman. Las flechas negras indican transiciones inducidas por el láser y las rojas los decaimientos permitidos para cada nivel. . . . .	27
4.10. Interferómetros tipo Mach-Zehnder. a) Óptico y b) Atómico. . . . .	28
4.11. Esquema para la transición de dos fotones. . . . .	29
4.12. Oscilaciones de Rabi entre los estados $ e\rangle$ y $ g\rangle$ . . . . .	31
5.1. Arriba - Diseño del láser para el gravímetro. Abajo - Caja del láser junto a las cajas del sistema de modulación, óptica y de microondas. Todas en racks de 19 in. . . . .	35
5.2. Diseño de la cámara de vacío para Grávico. . . . .	35
5.3. Espectro de absorción Doppler del $^{87}\text{Rb}$ y $^{85}\text{Rb}$ . Se indican las transiciones entre los distintos niveles hiperfinos. . . . .	36
5.4. Línea D2 del $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	37
5.5. Esquema principal del funcionamiento de la caja de modulación. . . . .	38
5.6. Diagrama de la composición de un EOM. . . . .	39
5.7. Diagrama del montaje general para la caracterización del EOM. . . . .	40
5.8. Gráfica de un rango libre espectral de la cavidad óptica, donde se observan bandas laterales de primer orden. . . . .	41
5.9. Gráfica del cambio de intensidad (normalizada a la intensidad de la portadora sin modulación) en la portadora (negro) y bandas laterales de 1 (rojo), 2 (azul) y 3 (verde) orden. Los puntos corresponden a las mediciones realizadas mientras que las líneas corresponden a los ajustes para la intensidad utilizando las funciones Bessel (ecuación 5.7). . . . .	42
5.10. Variación de la intensidad de la banda $\Omega_1 + \Omega_2$ , variando la potencia de $\Omega_1$ y dejando fija la de $\Omega_2$ . . . . .	43
5.11. No linealidades en el espectro óptico del EOM cuando se tienen 3 frecuencias. . . . .	43
5.12. No linealidades en el espectro óptico del EOM cuando se tienen 3 frecuencias haciendo una amplificación (naranja). . . . .	44
5.13. Diagrama del primer orden de difracción positivo y negativo del AOM. . . . .	46
5.14. Simulación del perfil transversal del haz $W(z)$ , utilizando la lente seleccionada (f). . . . .	47
5.15. Montaje experimental para la medición del perfil transversal del haz. . . . .	48
5.16. Medición del perfil transversal $W(z)$ del haz utilizando la lente de f. Los círculos rojos representan la medición de $W(z)$ a $1\sigma$ y los círculos azules a $2\sigma$ . Las curvas roja y azul son los ajustes teóricos respectivos y la línea negra es la curva teórica esperada. . . . .	48
5.17. Arreglo de lentes cilíndricas en el camino óptico para reducir el tamaño del haz en el eje y. . . . .	49

5.18. Simulación del perfil transversal del haz en el eje y añadiendo el telescopio cilíndrico. Los círculos en rosa corresponden a la medición de $W(z)$ a $2\sigma$ y la curva azul es su ajuste teórico. La línea en negro (verde) representa $W(z)$ sobre el eje y para el camino vertical (horizontal). . . . .	49
5.19. Montaje experimental para conocer $\theta$ a diferentes frecuencias. . . . .	51
5.20. Graficas con la medición de $\theta$ . . . . .	51
5.21. Diseño 7 de la placa óptica para el montaje de componentes ópticas. El dibujo muestra las posiciones de las perforaciones que se le hicieron a la placa para el montaje de las distintas componentes. . . . .	53
5.22. Diagrama de la división del haz para cada frecuencia del experimento. . . . .	53
5.23. Diagrama de las frecuencias en experimento para la elaboración del diseño de la placa óptica. . . . .	54
5.24. Representación de la modulación del EOM. Las líneas azules corresponden al espectro del EOM sin la calcita, las rojas corresponden al espectro después de pasar por la calcita, la curva punteada corresponde a la visibilidad de cristal. El factor de modulación $\delta$ es tal que la banda lateral de primer orden es 1.6 más grande que la portadora . . . . .	56
5.25. Montaje de la calcita en doble paso. . . . .	56
5.26. Montaje experimental para caracterización de la calcita. . . . .	57
5.27. Visibilidad (curva rosa) de la componente vertical de la polarización del haz debido a su paso por la calcita. Los picos representan multiples FSR de la cavidad óptica. . . . .	57
5.28. Grafica para la medición de la supresión de las bandas laterales debido a la calcita. . . . .	58
5.29. Secuencia a seguir por el obturador de piezoeléctrico. . . . .	58
5.30. Montaje experimental para medir la distancia y tiempo del obturador de piezoeléctrico. . . . .	58
5.31. Resultados de la medición para calcular la velocidad a la que se mueve el piezoeléctrico. a) Muestra la medición del desplazamiento cuando cambiamos de 1.2V (puntos rojos) a 74V (puntos negros), las líneas corresponden a los ajustes lineales. b) Los puntos en negro muestran la medición del tiempo que tarda en pasar de 1.2V a 74V, la línea en rojo muestra su ajuste teórico. . . . .	59
5.32. Diagrama interno del obturador a pasos. . . . .	60
5.33. Secuencia a realizar para gravimetría. . . . .	62
5.34. Diseño para el montaje de la caja de microondas. . . . .	63
5.35. Diagrama de la caja de microondas. F1, F2 y F3 representan a los sintetizadores de microondas, F4 y RCED son sintetizador de radiofrecuencia. . . . .	63
5.36. Rampa para compensar el efecto Doppler en interferometría atómica. . . . .	65
5.37. Circuito para la señal de entrada del FPGA. . . . .	65
5.38. Caja de microondas. . . . .	66
5.39. Espectro en microondas de las frecuencias para una secuencia de interferometría. En el link podemos encontrar la secuencia completa <a href="https://drive.google.com/file/d/1asmZyv2xE1V5M258fOMqSECOw16Ub_0/view?usp=sharing">https://drive.google.com/file/d/1asmZyv2xE1V5M258fOMqSECOw16Ub_0/view?usp=sharing</a> . . . . .	67
A.1. Velocidad para la fuente de átomos. . . . .	68
A.2. Diagrama para la molasa móvil de los átomos. . . . .	69

B.1. a) Distribución de velocidades de los átomos. b) Representación de la visibilidad en las franjas con ancho de distribución $v_{rms}$ . . . . .	70
B.2. a) Distribución de velocidades antes y después de un pulso $\pi$ . b) Representación de la mejora en la visibilidad de las franjas debido a un pulso $\pi$ . c) Grafica de la población de los átomos en el estado excitado dependiente de la desintonía. . . . .	71

# Índice de tablas

5.1. Tabla con los parámetro de modulación para las frecuencias del experimento.	42
5.2. Tabla de las potencias con las que se realizara el experimento. . . . .	44
5.3. Valores teóricos de los ángulos de separación del AOM para diferentes frecuencias. . . . .	50
5.4. Valores experimentales de los ángulos de separación del AOM para diferentes frecuencias. . . . .	51
5.5. Tabla de verdad del obturador para un ciclo completo simple. . . . .	61

# Agradecimientos

Agradezco al Instituto de Física (IF) de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí (UASLP) por haberme brindado las facilidades de utilizar sus instalaciones e infraestructuras para la realización de este trabajo.

Agradezco al CONACyT por el apoyo económico brindado por medio de la beca de doctorado con número de CVU-Becario 623128-583240 y los proyectos: FORDECYT 297126, Fronteras de la Ciencia 157, A1-S-18696 brindados al laboratorio de átomos fríos para la realización de este trabajo.

Mi agradecimiento a los Drs. Eduardo Gómez García y John Alexander Franco Villafañe por la dirección, asesoría y sobre todo la paciencia que me han brindado a lo largo de estos cuatro años. También agradecer todo el apoyo fuera de lo académico que me han brindado en las situaciones tan difíciles por las que he pasado.

Agradezco a mis compañeros de laboratorio por su apoyo y paciencia, en especial a Mario que hemos compartido 5 años en el laboratorio y ha soportado mi habladoría. También a Gina que más que una compañera se convirtió en mi onni.

Agradezco en el alma a mis padres por haberme dado la vida y haberme educado de la manera en la que lo hicieron. A mi madre que toda la vida me ha apoyado en mis decisiones, que me ha educado y consentido mucho. A mi padre que me dio todo lo que estuvo en sus posibilidades y por haber sido un gran ejemplo de ser humano para mi. A ellos dos que los amo profundamente y que hoy puedo decir que soy una buena persona gracias a ellos. Agradezco el amor tan profundo que enseñaron a tener hacia los perros. Agradezco a mi mamá por haber sido flexible hace 13 años y haberme dejado tener a mi primer perro, mi hermoso Shipoo que siempre estará en mi corazón. Y por ser todavía más flexible y dejarme tener otros 7 perros más (Güera, Capu, Saya, Momo, Diva, Haji y el colado Palomo) a lo largo de estos años. De estos increíbles seres he aprendido muchas cosas y han sido una parte muy importante en mi vida.

Y por último, pero no menos importante quiero agradecer a mi hermoso, Jesús, que durante cuatro años ha estado conmigo en las buenas y en las malas, tratando de pelear contra la marea a mi lado. Quiero agradecer todo el amor, la paciencia y cuidado que me ha dado.

A todos, muchas gracias por su apoyo.

# Resumen

En esta tesis se presenta el desarrollo de dos experimentos enfocados hacia la manipulación de átomos con luz láser. El primero de ellos es la síntesis de un haz con perfil de intensidad plano dentro de una cavidad de anillo, sin añadir componentes ópticas dentro de esta. Donde para lograrlo se suman dos modos electromagnéticos transversales *Hermite-Gauss* ( $HG_{nm}$ ). El perfil plano permite excitar de forma uniforme los átomos enfriados por láser. El segundo experimento, corresponde al diseño y construcción de un sistema para manipulación atómica con láser, que lleva por nombre: sistema de modulación, el cual acepta a la entrada una única frecuencia para producir siete a la salida. Este sistema sustituye las componentes para lograr interferometría atómica de una mesa óptica tradicional en un módulo portable. El sistema de modulación forma parte de la construcción del primer gravímetro cuántico portátil de Latinoamérica. El experimento del perfil plano se reportó como artículo de investigación en la revista *Optics Letters*. Mientras el sistema de modulación esta por someterse como patente.

# Capítulo 1

## Introducción

La interferometría atómica se define como el arte de manipular coherentemente el movimiento de traslación de los átomos, donde con movimiento se refiere al desplazamiento de los centros de masa y con coherente a la fase de la función de onda asociada al movimiento [1]. Es una técnica muy usada hoy en día para medidas de alta precisión, ejemplos de estas mediciones son: observación de efectos cuánticos [1], medición de constantes fundamentales como la constante de gravitación de Newton [2, 3] o la constante de estructura fina [4], rotaciones terrestres [5, 6] y gravimetría de alta precisión [6, 7], donde se busca medir la aceleración de la gravedad  $g$ . Esta última es la motivación para el desarrollo de este trabajo y con la que se trabaja en el Laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí (IF-UASLP).

El presente documento es la compilación del trabajo realizado durante mi estancia como estudiante de doctorado en el IF-UASLP, esta se encuentra dividida en dos experimentos. El objetivo del primer experimento es la síntesis de un haz con perfil plano en intensidad dentro de una cavidad óptica de anillo, el cual se desarrolló teniendo en mente su aplicación para la medición de  $g$  mediante el uso de las oscilaciones de Bloch. El segundo experimento tiene como objetivo el diseño y la construcción de un sistema de modulación para la manipulación atómica por láser y su implementación en la construcción del primer gravímetro cuántico portátil desarrollado en Latinoamérica, el cual se construye bajo la colaboración multi-institucional **Grávido**<sup>1</sup> [8].

La síntesis del perfil plano se logró desarrollar hasta el punto satisfactorio de escribir y publicar de forma exitosa un artículo en la revista *Optics Letters* [9], cumpliendo así con el requisito de titulación para el programa de doctorado en ciencias Física del IF-UASLP. Con el desarrollo del sistema de modulación, se logró que el diseño y producto final cumplieran con los objetivos de caracterización necesarios para su correcta implementación en el gravímetro cuántico portátil. A continuación, se da una breve introducción para cada uno de los experimentos.

---

<sup>1</sup>Universidad Autónoma de San Luis Potosí, Universidad Nacional Autónoma de México, Centro de Investigaciones y de Estudios Avanzados - Unidad Querétaro, Universidad Autónoma de Sinaloa, Centro Nacional de Metrología, Proyecto Fordecyt

## 1.1. Perfil plano en cavidad de anillo

En años recientes las cavidades ópticas han sido utilizadas ampliamente debido a que ofrecen ciertas ventajas en la manipulación atómica en comparación con los haces en propagación libre, esto debido a que la cavidad introduce una nueva interacción entre el átomo y el haz, la cual puede inducir un comportamiento colectivo en los átomos para producir nuevas fases cuánticas [10], tener mejoras en el enfriamiento subDoppler [11], entre otras. Las cavidades ópticas de anillo ofrecen la ventaja de tener una onda viajera, pudiendo así excitar de manera colectiva diferentes modos electromagnéticos, situación diferente en las cavidades Fabry-Perot, donde se tiene una onda estacionaria [12]. Otra ventaja es que se pueden tener tamaños de cintura más grandes, lo cual reduce el calentamiento en los espejos para la aplicación de altas potencias [13].

Para lograr una interacción átomo-luz de forma homogénea [14], se requiere un haz con perfil transversal plano. Por eso el interés de generar dentro de una cavidad dicho perfil plano. El corrimiento en los niveles energéticos entre los átomos debe ser lo más parecido posible, y para esto se necesita que el campo electromagnético tenga una distribución de intensidad uniforme en la región de la cavidad donde se colocarán los átomos. El uso de estas cavidades en interferometría atómica tienen muchas ventajas, un ejemplo de ello es la mejora en la transferencia de momento [11]. También con estas cavidades la distorsión en el frente de onda es reducido por el filtro espacial de los modos dentro de la cavidad.

Un haz con perfil transversal plano es un haz láser que presenta una distribución de energía homogeneizada a lo largo de toda su superficie (perfil de intensidad transversal que es plano en la mayor parte de su área cubierta). Los rayos láser típicos no cumplen estos requisitos, ya que producen un pico de energía en el centro del haz debido a su distribución de intensidad gaussiana y por lo tanto no proporciona una distribución homogénea. Los haces con perfil transversal plano sustituyen este pico por una distribución de intensidad uniforme, que proporciona la calidad requerida para diferentes tipos de aplicaciones. Algunas otras aplicaciones para este tipo de perfiles, fuera de manipulación atómica, se encuentran: cirugía médica [15], grabación óptica [15], acoplamiento del láser en fibras [15], entre otras.

Los métodos de producción para este tipo de haces se pueden dividir en dos: extra-cavidad e intra-cavidad. La síntesis para perfiles con extra-cavidad se logran manipulando haces de salida en propagación libre, unos ejemplos de estas técnicas son: elementos ópticos de amplitud o fase apropiada [15–17], moduladores espaciales de luz [18–20], láser de microchip en retroalimentación [21], fibras ópticas con geometría de núcleo rectangular [22, 23], superposición de haces Laguerre-Gauss [17, 24], o más recientemente con un arreglo de lentes [14], etc. El otro tipo de síntesis es intra-cavidad, donde se generan perfiles planos como resultado de un modo de salida en una cavidad óptica, algunos experimentos para la generación de estos perfiles dentro de una cavidad añaden elementos ópticos que pueden ser difractivos [25] o utilizan espejos con superficies no convencionales que producen el perfil plano en una posición en particular de la cavidad e inclusive añaden elementos ópticos dentro de estas [26]. Una desventaja de la última técnica es que, este tipo de haz no es solución a la ecuación que describe los modos electromagnéticos dentro de las cavidades convencionales.

El reto para la generación de este tipo de haces se da debido a que dentro de la cavidad cada modo electromagnético tiene un perfil transversal diferente que depende de la frecuencia de resonancia, y al incidir un haz con cierto perfil transversal, este no siempre mantendrá el perfil inicial dentro de la cavidad, sino que puede cambiar o tener varios perfiles, dependiendo de la o las frecuencias resonantes. En general los modos que aparecen dentro de la cavidad dependen de la fase, la frecuencia y del ángulo de incidencia que tenga el haz inicial, además de la geometría misma de la cavidad. Para este trabajo se toma en cuenta el tamaño y la frecuencia del haz incidente para el acoplamiento de los modos electromagnéticos de interés dentro de la cavidad. Debido a que la técnica utilizada en este trabajo fue la generación de un perfil plano mediante la superposición de haces *Hermite-Gauss* ( $HG_{nm}$ ), se manda un haz con el tamaño y la frecuencia adecuada para excitar los modos de interés dentro de la cavidad. Se mandó a la cavidad un haz Laguerre-Gauss  $LG_{10}$  que tiene la fase adecuada para excitar los modos  $HG_{10}$  y  $HG_{01}$  simultáneamente, el haz se obtiene mediante una fibra con placa de fase espiral (SPP, *Spiral Phase Plate*) [27], para convertir un haz gaussiano en un haz de vórtice.

La propuesta consiste en tener dos caminos ópticos, uno de estos genera un haz gaussiano con el tamaño de cintura deseado y se manda a la cavidad excitando únicamente el modo  $HG_{00}$  corriéndolo en frecuencia. En el otro camino se generará un haz con perfil  $LG_{01}$ , mediante una fibra con un SPP (aBeam technologies), también se manipula el tamaño de la cintura deseado hacia la cavidad para excitar únicamente los modos  $HG_{01}$  y  $HG_{10}$ . El hecho de correr en frecuencia  $HG_{00}$  es porque los modos transversales en la cavidad aparecen a diferentes frecuencias. Después se suman los haces antes de entrar a la cavidad para obtener el perfil plano dentro de esta. Se utiliza la misma polarización para ambos haces. En este experimento también se toma el hecho de que se están sumando las intensidades y no los campos, lo cual nos simplifica mucho las cosas ya que no es necesario tener un control interferométrico sobre los dos caminos.

## 1.2. Sistema de modulación

En estos últimos años los gravímetros han llamado mucho la atención, debido a que las mediciones en la aceleración gravitacional ( $g$ ) son de gran importancia en áreas de física teórica, geodesia y geofísica aplicada [28], donde el resultado final depende de la calidad de las mediciones experimentales. Desde el punto de vista de la geodesia y la geofísica, cada una de las cifras significativas en el valor de la aceleración gravitacional está relacionado con una característica terrestre. Por ejemplo, si la medición fuera  $g = 980.72467$  Gal (1 Gal=1 cm/s<sup>2</sup>), el segundo dígito después del punto decimal habla sobre la densidad promedio del planeta, el tercero está relacionado con el movimiento de rotación terrestre, el cuarto con las montañas y trincheras oceánicas, el quinto se relaciona con el núcleo terrestre, el sexto (donde comienza el interés para la geofísica) habla sobre los grandes reservorios (minerales, aceites, agua, entre otros) existentes en la corteza terrestre, el séptimo se relaciona con las mareas oceánicas y el octavo se relaciona con la presencia de edificios cercanos [29]. Entonces uno puede enfocarse en las aplicaciones a partir del sexto dígito, es decir, 1000  $\mu$ Gal. Entonces la medición del valor de  $g$ , a partir de ciertos modelos ya establecidos [30–32], nos puede llevar a la localización y/o extracción de minerales [33], mantos acuíferos [34], monitoreo de volcanes [30], navegación [35], entre otros.

# CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

## 1.2. SISTEMA DE MODULACIÓN

---

Un ejemplo de estos modelos es la “anomalía gravitacional”, la cual se define como la diferencia entre la aceleración gravitacional vertical medida y la teórica, donde se toma el hecho de que la medición de  $g$  es fuertemente dependiente de varios fenómenos no-geológicos (latitud, altura, topografía) los cuales marcan la manifestación de densidades in-homogéneas en la superficie del campo gravitacional [36]. Entonces, si la anomalía gravimétrica es negativa se podría tener un depósito de baja densidad que podría llevar al descubrimiento de depósitos de aceite, o si es positiva se habla de un depósito de alta densidad en la que posiblemente se encuentren minerales. Las mediciones de  $g$  también son empleadas para determinar con precisión la forma del Geoide [32, 37], la cual es una superficie que permite describir la apariencia teórica de la tierra, este modelo se considera un promedio superficial sin tomar en cuenta mareas, oleaje y rotación terrestre.

Debido a este interés de conocer el valor de  $g$  en la superficie terrestre se comenzaron a construir los gravímetros. Los primeros de ellos fueron gravímetros clásicos de medición relativa y medición absoluta. El primero de estos mide  $g$  a partir de resortes que llevan una masa fija, el principio se basa en los cambios de gravedad que resultan de un cambio en el peso de la masa fija que, como consecuencia, la longitud del resorte difiere ligeramente, donde la extensión del resorte se registra mediante amplificaciones ópticas, mecánicas o eléctricas adecuadas con alta precisión. Estos gravímetros se calibran a intervalos regulares en estaciones base donde se conoce el valor absoluto de la gravedad [30, 38, 39]. Los segundos utilizan la caída libre de un prisma [39–41]. La precisión de cada uno de estos aparatos es de aproximadamente  $2 \mu\text{Gal}$  y  $10 \mu\text{Gal}$ . Estos aparatos han sido ocupados con mucho éxito por empresas que se dedican a la exploración y extracción de recursos naturales.

Sin embargo, gracias a la evolución constante de la tecnología hoy en día existen gravímetros cuánticos. Estos dispositivos se han venido desarrollando desde hace 30 años con los primeros trabajos experimentales de Kasevich y Chu [42–44], de hecho, Kasevich hoy en día tiene la mejor medición de  $g$  con átomos con una precisión de  $10^{-12}$  Gal [6]. El principio con el que funcionan estos dispositivos es con interferometría atómica, donde mediante pulsos de luz el átomo se divide, direcciona y recombina. En este procedimiento tiene lugar la separación espacial de los átomos la cual se realiza mediante el momento inducido por el campo electromagnético del pulso. En esta interacción el átomo adquiere una fase que está relacionada con la  $g$ , debido a que este se encuentra bajo el campo gravitatorio terrestre. Este cambio de fase  $\Delta\Phi$  se obtiene con la medición de la población final del átomo en dos niveles de energía, cuyos valores se relacionan mediante [7]

$$|c_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(t)|^2 = \frac{1}{2}[1 - C \cos(\Delta\Phi)], \quad (1.1)$$

donde  $|c_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(t)|^2$  es la medición de la población del estado excitado,  $\Delta\Phi$  es el cambio de fase del estado excitado y  $C$  es el contraste de la medición, a su vez la fase se relaciona con  $g$  mediante [7, 45]

$$\Delta\Phi = (\beta - \mathbf{k}_{eff} \cdot g)T^2, \quad (1.2)$$

$\beta$  representa el cambio de frecuencia para compensar el efecto Doppler de la caída,  $\mathbf{k}_{eff}$  es el vector de onda efectivo del laser y  $T$  es el tiempo entre pulsos.

Para realizar este tipo de experimentos con manipulación atómica, se requiere de una gran cantidad de componentes, tanto ópticas como electrónicas además de un láser con

## CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

### 1.2. SISTEMA DE MODULACIÓN

---

estabilidad en frecuencia (de al menos 9 dígitos) y un ancho de línea delgado (menor al ancho de línea de la transición en la que se va a trabajar).

Al conocer las aplicaciones de los gravímetros clásicos y teniendo en mente que se pueden mejorar las mediciones con gravímetros cuánticos, estos dispositivos se han vuelto muy codiciados hoy en día, tanto, que varios grupos en el mundo han realizado versiones portátiles de estos, llevando así a la apertura de nuevas empresas enfocadas a tecnologías cuánticas. Entre estos grupos se encuentran  $\mu$ QUANS [46], MSquare [47], grupos en China [48–50], el grupo GAIN de Alemania [51], el grupo de la Universidad de Berkeley [52], entre otros. Actualmente algunos de ellos venden y distribuyen estos aparatos. La precisión que alcanzan es de aproximadamente  $1 \mu\text{Gal}$  [7] y los precios que ofrecen están alrededor de 10,000,000 de pesos mexicanos.

Dados todos estos antecedentes, en el país se decidió reunir a los grupos líderes en manipulación atómica, bajo la colaboración Grávico, que incluye la colaboración de 5 instituciones: el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados (Cinvestav) unidad Querétaro, encargados del diseño y construcción de la cámara de vacío, fabricación de bobinas, colocación de fibras y componentes ópticas necesarias para realizar el experimento; el Centro Nacional de Metrología (Cenam), encargados de la fabricación del sistema de control para la obtención de datos; el Instituto de Ciencias Nucleares de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) y la Facultad de Ciencias Físico Matemático de la Universidad de Sinaloa encargados de la fabricación del láser con las características necesarias para la gravimetría; y por último, el Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí encargado del diseño y construcción del sistema de modulación, el cual consiste de dos cajas, una óptica y una de microondas, que permite la entrada de una única frecuencia y la salida de siete diferentes, además del estudio del cambio de fase en los haces contra-propagantes de la interferometría atómica. Este sistema resulta muy innovador debido a que la cantidad de componentes ópticas que se requieren son mínimas comparada con los sistemas de los otros gravímetros y el sistema solo necesita de un láser para reproducir todas las frecuencias involucradas en gravimetría, que, a diferencia de los otros gravímetros portátiles, tienen dos o más láseres para la manipulación atómica, con todo esto se espera lograr reducir el precio significativamente en el mercado. Adicional a esto el sistema está diseñado para realizar una fuente atómica lo que nos da una ventaja en el tiempo de vuelo libre, lo que significa que nuestro gravímetro llegara a la misma precisión que los demás, pero en un tiempo dieciséis veces menor. El diseño final del sistema de modulación, con dimensiones de  $46 \times 43 \times 23$  cm, remplazara por completo la mesa óptica de un laboratorio convencional. Se busca además patentar este novedoso sistema de modulación.

## Capítulo 2

# Perfil Transversal Plano en Cavidad Óptica de anillo

### 2.1. Características de la cavidad óptica de anillo

Las cavidades ópticas son arreglos de espejos altamente reflejantes los cuales se colocan sobre el eje óptico separados una distancia  $d$ . Estas cavidades pueden tener diferentes grados de libertad para describirlas ( $n=1,2,3,4$ ). Los grados de libertad dependen del arreglo y tipos de espejos que se utilicen. En la figura 2.1 se muestran cavidades con diferentes grados de libertad [53, 54].

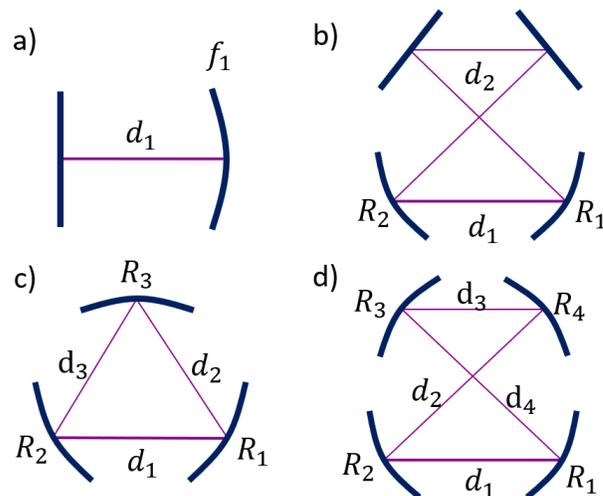


Figura 2.1: Cavidades ópticas con diferentes grados de libertad a)  $n=1$ , b)  $n=2$ , c)  $n=3$ , d)  $n=4$ .

Este trabajo tiene el interés con cavidades de dos grados de libertad ( $n=2$ ), en específico con las cavidades de anillo, figura 2.2. La cavidad que se ocupó en este trabajo está formada por cuatro espejos, dos planos y dos curvos. Los espejos planos tienen un radio de circunferencia de  $R=50$  cm separados una distancia  $d_1 = 9$  cm y la distancia  $d_2 = 39,4$  cm corresponde el trayecto que incluye los espejos planos cumpliendo con  $d = d_1 + d_2$  y

## CAPÍTULO 2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO EN CAVIDAD ÓPTICA DE ANILLO

### 2.1. CARACTERÍSTICAS DE LA CAVIDAD ÓPTICA DE ANILLO

$\theta = 15^\circ$ .

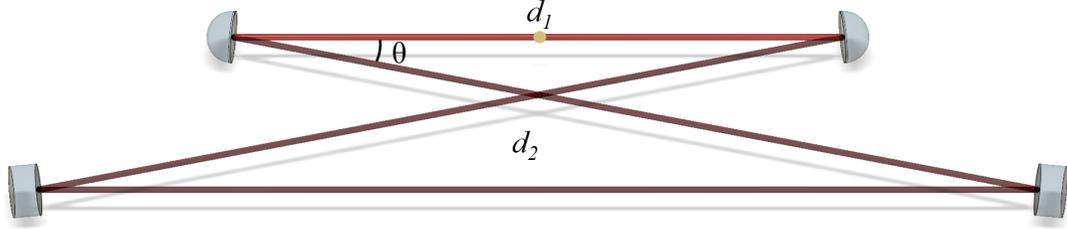


Figura 2.2: Cavidad óptica de anillo.

Para conocer el comportamiento del haz dentro de la cavidad de anillo, se consideran dos cosas: la primera, la forma de un haz gaussiano en el espacio libre y la segunda la introducción de este haz con las restricciones dadas por los espejos; aplicaremos el formalismo de las matrices ABCD. Entonces, para la primera consideración se toma la envolvente  $A(\mathbf{r})$  que describe un haz Gaussiano en propagación libre sobre el eje  $z$ , esta descrita mediante la ecuación [53, 55, 56]

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{q(z)} \exp \left[ -ik \frac{\rho^2}{2q(z)} \right], \quad (2.1)$$

que a su vez satisface la ecuación  $U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp(-ikz)$  (con longitud de onda  $\lambda$  y número de onda  $k = 2\pi/\lambda$ ). Donde  $q(z) = z + iz_0$  y  $\rho^2 = x^2 + y^2$ . La cantidad  $q(z)$  se conoce como “parámetro  $q$ ” del haz y  $z_0$  es la longitud de Rayleigh. Para obtener la amplitud y la fase de esta envolvente, se calcula  $1/q(z) = 1/(z + z_0)$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W^2(z)}. \quad (2.2)$$

Donde al colocar el resultado en la envolvente se tiene:

$$A(\mathbf{r}) = A_0 \frac{\omega_0}{W(z)} \exp \left[ -\frac{\rho^2}{W^2(z)} \right] \exp \left[ -ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i\zeta(z) \right], \quad (2.3)$$

$R(z)$  representa el radio de curvatura del frente de onda,  $W(z)$  representa el radio del perfil de haz,  $\omega_0$  la cintura de haz y  $\zeta$  es la fase de Gouy, estos valores están definidos como:

$$W(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2}, \quad (2.4)$$

$$R(z) = z_0 \left( \frac{z}{z_0} + \frac{z_0}{z} \right), \quad (2.5)$$

$$\zeta(z) = \arctan \left( \frac{z}{z_0} \right), \quad (2.6)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}}. \quad (2.7)$$

La figura 2.3 muestra una representación del haz gaussiano en propagación libre.

**CAPÍTULO 2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO EN CAVIDAD ÓPTICA DE ANILLO**  
**2.1. CARACTERÍSTICAS DE LA CAVIDAD ÓPTICA DE ANILLO**

---

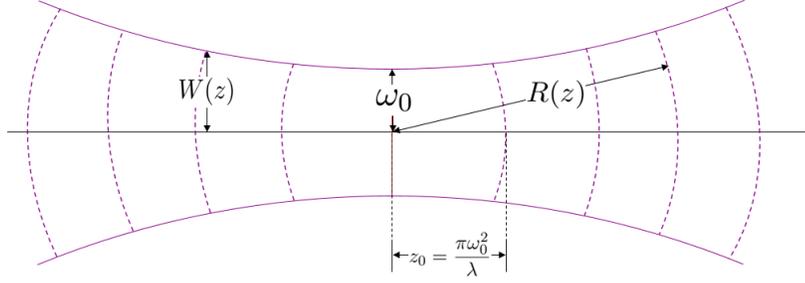


Figura 2.3: Haz gaussiano en propagación libre.

Para la segunda se toma en cuenta la descripción del parámetro  $q$  con las matrices ABCD, la cual está dada por:

$$q_2 = \frac{\mathbf{A}q_1 + \mathbf{B}}{\mathbf{C}q_1 + \mathbf{D}} \quad (2.8)$$

donde  $q_1$  es el haz incidente y  $q_2$  es el haz transmitido. Este formalismo nos permite describir mediante matrices las componentes ópticas y la propagación libre del haz, así al aplicar este resultado en la cavidad de anillo, se obtiene la siguiente matriz:

$$M = \begin{bmatrix} 1 + \frac{1}{f}(\frac{d_1 d_2}{2f} - d_1 - d_2) & d_1 + d_2 + \frac{1}{f}(\frac{d_1^2 d_2}{4f} - \frac{d_1^2}{2} - d_1 d_2) \\ \frac{1}{f}(\frac{d_2}{f} - 2) & 1 + \frac{1}{f}(\frac{d_1 d_2}{2f} - d_1 - d_2) \end{bmatrix}, \quad (2.9)$$

que para la descripción del haz dentro de la cavidad se considera como punto de partida la mitad del camino  $d_1$ , figura 2.4. Las matrices que se consideran para obtener como resultado la matriz (2.9) son: 1 - la matriz que corresponde a la propagación libre del haz por una distancia  $d_1/2$ , 2 - la matriz para un espejo curvo de radio  $R$ , 3 - la matriz de propagación libre del haz por una distancia  $d_2$ , ya que los espejos planos no contribuyen al cambio en el perfil del haz, se les considera como una matriz identidad, 4 - matriz para un espejo curvo de radio  $R$  y 5 - la matriz para la propagación libre del haz por una distancia  $d_1/2$ .

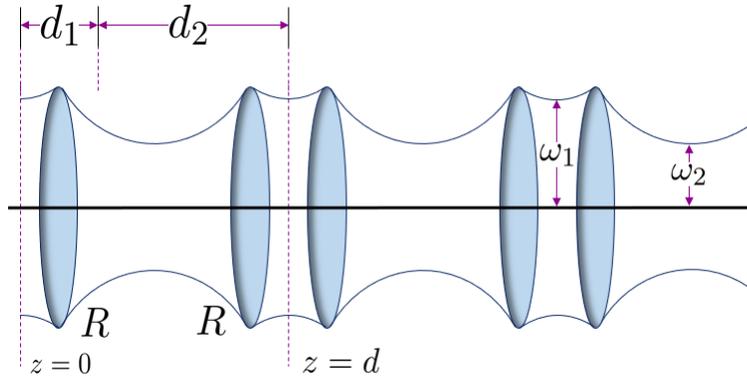


Figura 2.4: Descripción del radio del perfil del haz dentro de la cavidad.

Con esta matriz (2.9) se conoce la relación que tienen los parámetros de interés  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $R$ . Al graficar el perfil del radio del haz considerando la ecuación (2.8) junto con la

## CAPÍTULO 2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO EN CAVIDAD ÓPTICA DE ANILLO

### 2.1. CARACTERÍSTICAS DE LA CAVIDAD ÓPTICA DE ANILLO

matriz (2.9), figura 2.5, se conocen los valores de las cinturas en los dos caminos,  $\omega_1$  y  $\omega_2$ , donde  $\omega_1$  es la cintura de interés debido a que los átomos irán en esa sección de la cavidad. Conociendo  $\omega_1$  se pueden calcular otros parámetros como la longitud de Rayleigh.

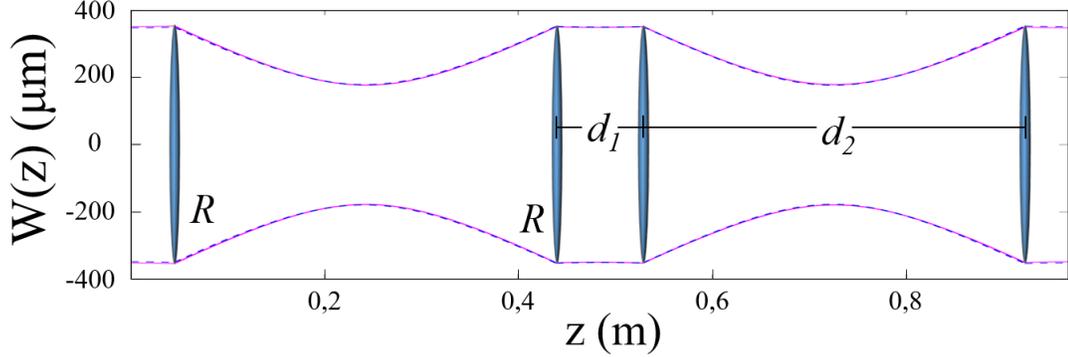


Figura 2.5: Grafica del perfil del haz dentro de la cavidad de anillo, considerando los planos tangencial (línea rosa) y sagital (línea azul punteada), la estabilidad se debe dar en los dos planos.

Dado que se tiene un ángulo  $\theta$ , figura 2.2, dentro de la cavidad se deben considerar aberraciones astigmáticas, por lo tanto, se realizan correcciones en el plano tangencial y sagital:

$$\frac{2f_T}{R} = \cos(\theta/2) = c, \quad \frac{2f_S}{R} = \frac{1}{\cos(\theta/2)} = \frac{1}{c}. \quad (2.10)$$

donde  $f_T$  es la distancia focal en el plano tangencial,  $f_S$  es la distancia focal en el plano sagital y  $R$  es el radio de curvatura.

Considerando la condición de estabilidad dada por  $|A + D| \leq 2$  [53, 55], que da la solución para la cual el haz de luz queda confinado entre los espejos, también se deben hacer estas correcciones en los planos, por lo tanto, para la cavidad de anillo resultan dos condiciones de estabilidad, una para el plano tangencial y la otra para el sagital,

$$0 \leq \left(1 - \frac{d_1}{cR}\right) \left(1 - \frac{d_2}{cR}\right) \leq 1, \quad 0 \leq \left(1 - \frac{cd_1}{R}\right) \left(1 - \frac{cd_2}{R}\right) \leq 1. \quad (2.11)$$

En la figura 2.5 se muestra el perfil del haz dentro de la cavidad considerando estas condiciones para cada plano.

Estas condiciones se grafican con  $\theta = 15^\circ$  en la figura 2.6, donde se muestran los límites para el plano tangencial (rosa) y sagital (azul punteada),  $g_1 = 1 - (d_1/R)$  y  $g_2 = 1 - (d_2/R)$ . Adicional a los límites de estabilidad, en la misma figura 2.6 se muestra cómo cambia la cintura  $\omega_1$  según la región en la que se encuentre. El punto blanco muestra la región donde se encuentra la cavidad de anillo de este trabajo. Los valores para la cintura del haz en el camino  $d_1$  son:  $\omega_{1T} = 351 \mu\text{m}$  para el plano tangencial y  $\omega_{1S} = 347 \mu\text{m}$  para el plano sagital. Un detalle importante de la gráfica 2.6 es notar que la región de estabilidad no abarca el origen, donde se tiene con-focalidad (esto significa que  $R = d$ ), pero gracias a este hecho permite que los modos degenerados tengan diferente frecuencia.

**CAPÍTULO 2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO EN CAVIDAD ÓPTICA  
DE ANILLO**  
2.2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO

---

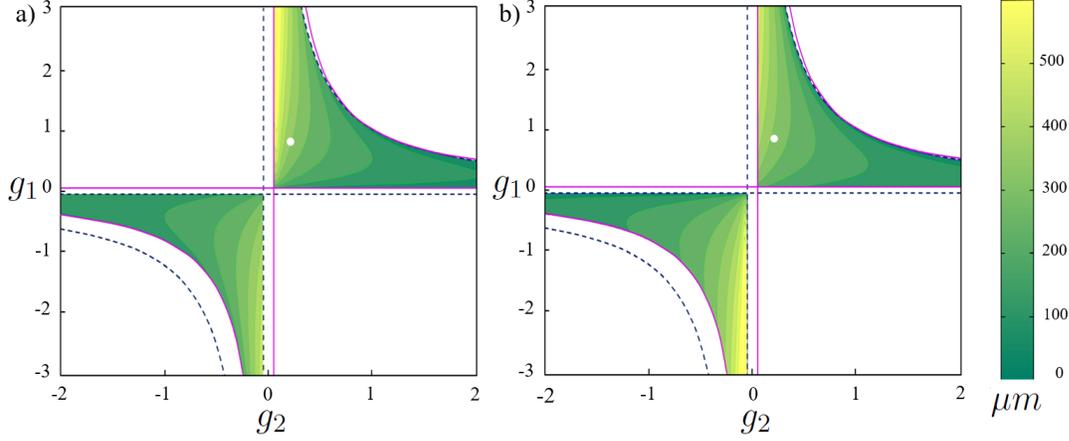


Figura 2.6: Región de estabilidad para la cavidad de anillo.

Otros parámetros importantes para mencionar acerca de las cavidades son: el rango libre espectral  $FSR$

$$\nu_{FSR} = \frac{c}{d}, \quad (2.12)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $d$  es la distancia total de la cavidad, este parámetro nos describe la separación entre diferentes modos axiales asociados a la cavidad ( $\nu_{FSR} = 620$  MHz en la cavidad de anillo); la finesa

$$F = \frac{\pi\sqrt{|r|}}{1 - |r|}, \quad (2.13)$$

que describe que tan anchos ( $\delta\nu = \nu_{FSR}/F$ ) son los picos para las frecuencias de resonancia donde  $|r| = \sqrt{R_1 R_2 e^{-2\alpha_s d}}$ ,  $R_1$  y  $R_2$  son las reflectividades de cada uno de los espejos,  $d$  es la distancia total de la cavidad y  $\alpha_s$  es un coeficiente asociado a las pérdidas por absorción y dispersión debido al medio y el factor de calidad

$$Q \approx \frac{\nu_0}{\nu_{FSR}} F \quad (2.14)$$

él puede relacionarse con el tiempo de almacenamiento del resonador, para grandes valores del factor de calidad tenemos menores pérdidas en la cavidad.

Para entender más sobre las cavidades véase [53, 55–57] y para conocer más a fondo la cavidad de anillo con la que se trabaja ver [58].

## 2.2. Perfil Transversal Plano

La idea principal en la síntesis del perfil transversal plano es la suma de intensidades de dos modos transversales electromagnéticos (TEM, *Transversal Electromagnetic Mode*). En la cavidad de anillo se tiene simetría rectangular, debido a que el astigmatismo rompe

**CAPÍTULO 2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO EN CAVIDAD ÓPTICA  
DE ANILLO**  
2.2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO

---

la simetría cilíndrica original, por lo tanto, los modos que se acoplan a ella son los modos Hermite-Gauss ( $HG_{mn}$ ) que tienen un campo eléctrico de la forma [53, 56]

$$E_{mn}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_n \left( \frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} \right) \exp \left( -i \left[ kz - (1 + n + m) \arctan \left( \frac{z}{z_R} \right) + \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} \right] \right), \quad (2.15)$$

donde  $H_n$  son los polinomios de Hermite y  $z_R$  la longitud de Rayleigh.

La suma que se quiere lograr es entre los modos  $HG_{00} + HG_{10}(HG_{01})$ . Ahora si se toma el valor del campo en el punto  $z = 0$  (debido a que es la posición donde se encuentra la cintura de interés y donde estarán los átomos) para cada modo, resultan como

$$E_{00}(x, y, 0) = E_0 H_0 \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right), \quad (2.16)$$

$$E_{10}(x, y, 0) = E_0 H_1 \left( \frac{\sqrt{2}x}{w_0} \right) \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right), \quad (2.17)$$

$$E_{01}(x, y, 0) = E_0 H_1 \left( \frac{\sqrt{2}y}{w_0} \right) \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right), \quad (2.18)$$

donde  $H_0 = 1$  y  $H_1(x) = 2x$ . Así, al conocer la intensidad de cada uno de los haces, se puede conocer la proporción en la cual se deben de sumar para lograr el perfil plano. Entonces se tiene la suma de intensidad  $I$  dada por

$$I = aI_{00} + bI_{10} = I_0 \left( a + b \frac{4x^2}{w_0^2} \right) \exp \left( -\frac{2(x^2 + y^2)}{w_0^2} \right), \quad (2.19)$$

con  $I_0$  una constante. Al derivarla dos veces, evaluando en  $x = 0$  e igualando a cero, se tiene que

$$\left. \frac{d^2 I}{dx^2} \right|_{x=0} = 0 = a - 2b, \quad (2.20)$$

lo que significa que, para tener un perfil plano, la intensidad del modo  $HG_{00}$  debe ser dos veces más grande que el modo  $HG_{10}$ , figura 2.7.

La explicación del porque estamos sumando intensidades, sin considerar las fases en los campos, es debido a que si se toma en cuenta la suma total del campo electromagnético como  $U_T = U_{00} + U_{10} \rightarrow I \propto |U|^2 = |U_{00}|^2 + |U_{10}|^2 + Re(U_{00}^* U_{10}) \cos((\nu_{10} - \nu_{00})t)$ , que al promediarla en el tiempo se obtiene que  $I = |U_{00}|^2 + |U_{10}|^2$ , lo que significa que el cambio en la intensidad producido por el último término es demasiado rápida (230MHz) en comparación con el movimiento atómico, así el átomo solo percibe el promedio de la intensidad.

CAPÍTULO 2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO EN CAVIDAD ÓPTICA  
DE ANILLO  
2.2. PERFIL TRANSVERSAL PLANO

---

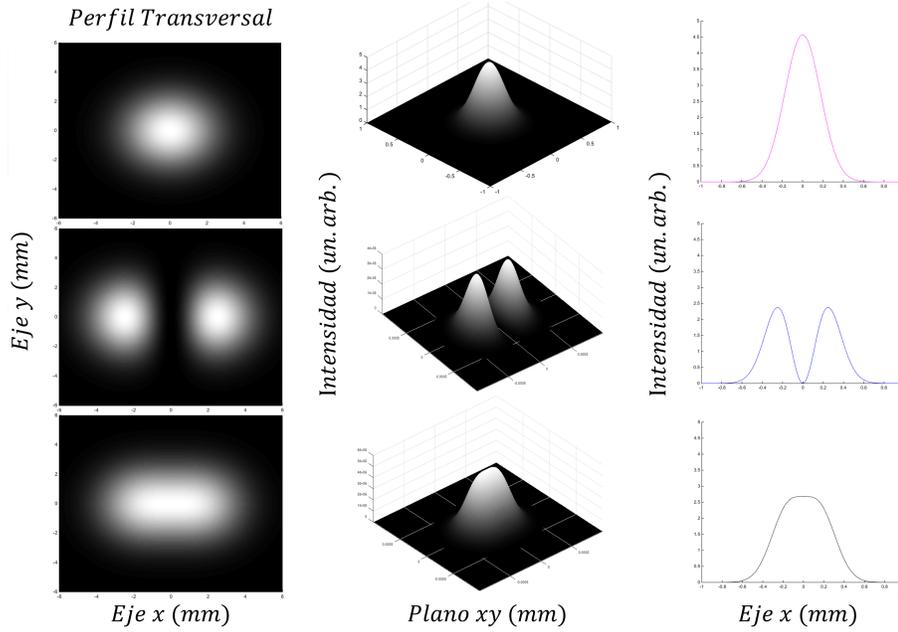


Figura 2.7: Gráficas de los perfiles de intensidad de los modos  $HG_{00}$ ,  $HG_{10}$  y la suma de estos para la obtención del perfil transversal plano en la dirección x, en orden descendiente. En la primera columna están los cortes en el plano xy de las intensidades, en la segunda mostramos la intensidad de los modos en 3D y en la última los cortes transversales de los perfiles en una dirección.

## Capítulo 3

# Generación del perfil transversal plano

### 3.1. Síntesis

Previo a realizar el montaje que da el perfil plano, se alineo la cavidad para conocer su FSR y la posición aproximada para cada uno de los modos en el espectro de frecuencias. Esto con la finalidad de conocer la frecuencia de separación entre los modos  $HG_{00}$  y  $HG_{10}(HG_{01})$ . De estas mediciones se obtuvo un valor aproximado de 220 MHz para cada par.

El esquema experimental para lograr la síntesis del perfil plano se muestra en la figura 3.1.

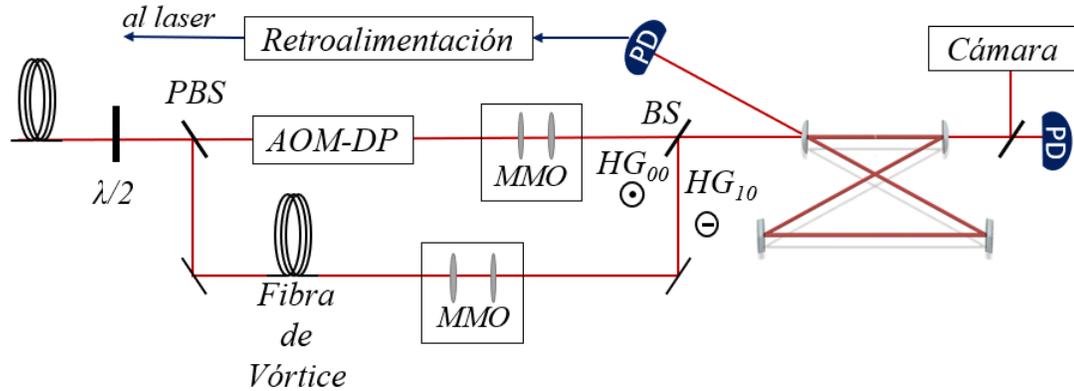


Figura 3.1: Esquema experimental para la síntesis del perfil plano.

Este inicia con una fibra que a la salida tiene un haz gaussiano colimado con polarización lineal vertical (perpendicular a la mesa óptica), que pasa a través de un retardador de onda  $\lambda/2$ , que crea una cierta superposición de polarización lineal vertical y horizontal dependiendo del ángulo. Gracias a este cambio de polarización se coloca un divisor polarizante (PBS) que divide las componentes del haz en polarización horizontal para la luz que se transmite (camino para acoplar el modo  $HG_{00}$ ) y polarización vertical para la que se refleja (camino para acoplar los modos  $HG_{10}$  y  $HG_{01}$ ). El  $\lambda/2$  anterior junto con el PBS permiten manipular la proporción adecuada para las intensidades de cada haz.

## CAPÍTULO 3. GENERACIÓN DEL PERFIL TRASVERSAL PLANO

### 3.1. SÍNTESIS

Después, el haz, en el camino del modo  $HG_{10}$  pasa a través de una fibra, que no mantiene la polarización. Esta fibra tiene a la salida una placa de fase espiral [27], esta placa da a la salida un haz de vórtice con momento angular 1 a la frecuencia de 780 nm, este haz se describe mediante los modos Laguerre-Gauss ( $LG_{mn}$ ), en específico el modo  $LG_{10}$ , el cual pertenece a las cavidades ópticas con simetría cilíndrica. Este modo es una superposición 50 : 50 de los modos  $HG_{10}$  y  $HG_{01}$ , por lo que permitirá el acoplamiento preferencial de estos y en consecuencia se puede alcanzar el perfil plano en las direcciones horizontal y vertical.

En el camino del modo  $HG_{00}$  se encuentra un modulador acusto-óptico (AOM) en configuración de doble paso. Este modulador funciona bajo el principio de la difracción de Bragg, que en lugar de tener un arreglo periódico de átomos se tiene una onda viajera con frecuencia  $\nu_r$  dentro de un cristal. Cuando se aplica la frecuencia adecuada al cristal  $\nu_r$ , el AOM difractará el haz de entrada ( $\nu_L$ ) en una dirección diferente y con una frecuencia  $\nu = \nu_L + \nu_r$ . En este arreglo se tiene una configuración en doble paso para AOM, porque el modelo que se utilizó tiene como límite 180 MHz y se necesitó que el haz de entrada se corriera por aproximadamente 230 MHz. El AOM se utilizó ya que los modos dentro de la cavidad están separados por 230.00(4) MHz para el par  $HG_{00}$  y  $HG_{10}$  por 226.03(4) MHz para el par  $HG_{00}$  y  $HG_{10}$ . Entonces si el modo  $HG_{00}$  se corre por estas frecuencias, se encontrará en la misma posición-frecuencia que el modo  $HG_{10}$  y en esa superposición se tendrá el perfil plano. En la figura 3.2 se muestra el espectro de frecuencias de la cavidad donde se observa a los tres modos de interés separados algunos MHz. En esta imagen el modo  $H_{00}$  se modulo aproximadamente a 210 MHz.

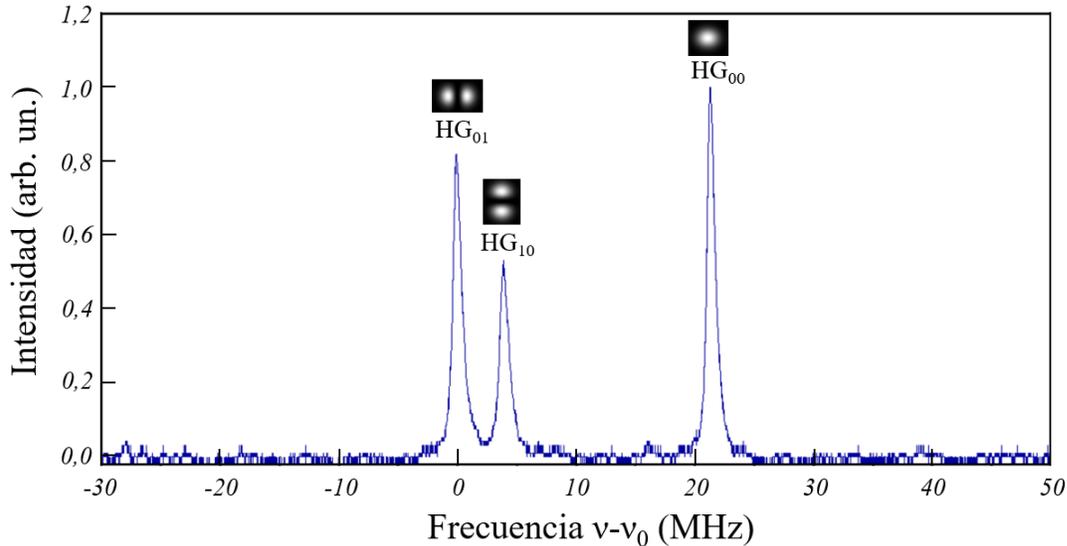


Figura 3.2: Espectro de frecuencia de la cavidad óptica de anillo. El modo  $HG_{00}$  tiene un corrimiento de aproximadamente 210 MHz y la separación entre los modos  $HG_{10}$  y  $HG_{01}$  es de 3.97(7) MHz.

Después cada uno de los caminos se encuentra con el módulo MMO (*Mode Matching Optics*) donde se realiza el acoplamiento al modo, esto significa que el haz incidente a la cavidad debe llegar con la misma longitud de Rayleigh y tamaño en el radio del perfil del

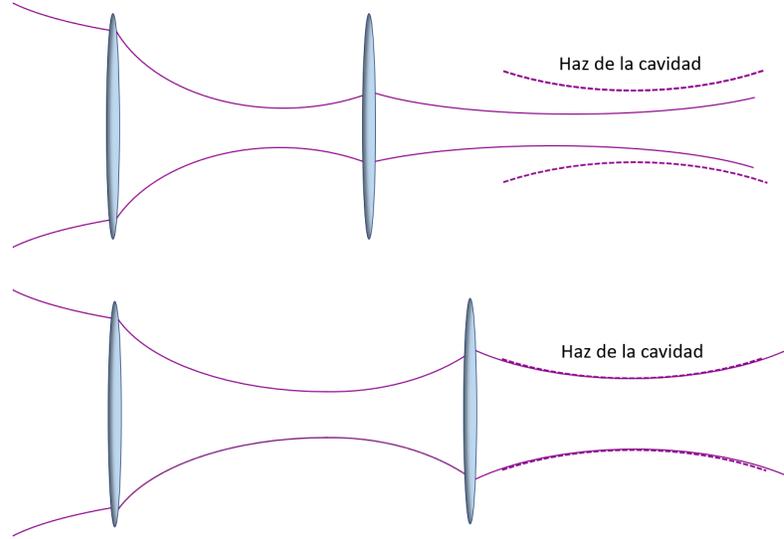


Figura 3.3: Acoplamiento del haz de entrada con el de la cavidad.

haz que se tendría dentro de la cavidad. Entonces se coloca un sistema de lentes para la manipulación de estos parámetros. Una representación de este acoplamiento se muestra en la figura 3.3. Para realizar este acoplamiento se tomó en cuenta solo la componente del plano tangencia, donde los valores teóricos esperados para el modo  $HG_{00}$  son de  $\omega_{00T} = 351 \mu\text{m}$  y  $z_{00T} = 45 \text{ cm}$  y para el modo  $HG_{10}$  son  $\omega_{10T} = 496 \mu\text{m}$  y  $z_{10T} = 45 \text{ cm}$ .

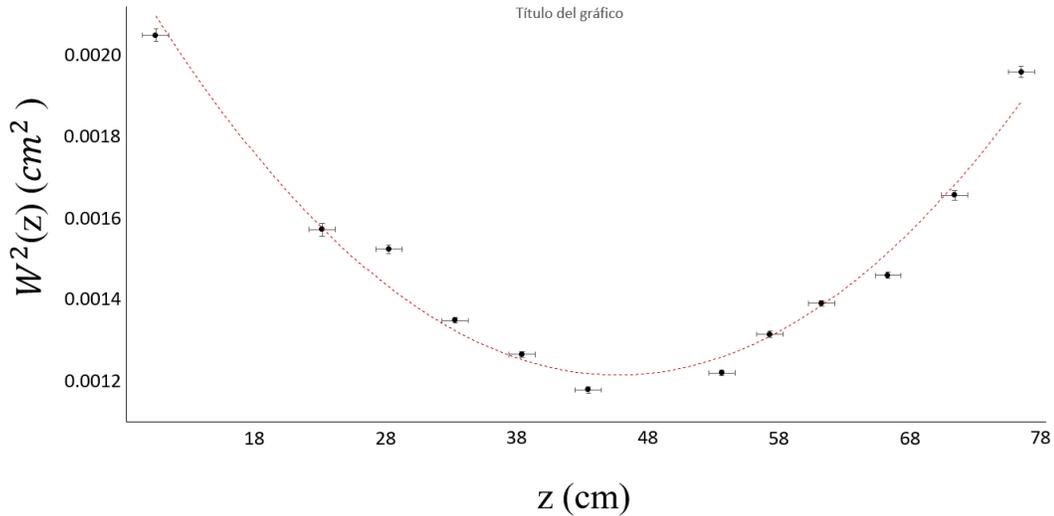


Figura 3.4: Ajuste a un polinomio de segundo orden para obtener los valores de  $w_0$  y  $z_R$  del modo  $HG_{00}$

En las figuras 3.4 y 3.5 se muestran los perfiles de los haces como función de la distancia después del acoplamiento al modo para  $HG_{00}$  y  $HG_{10}$  ( $HG_{01}$ ), respectivamente. Estas gráficas, figuras 3.4 y 3.5, se obtuvieron al medir el perfil transversal a lo largo del eje óptico y después ajustar a un polinomio de segundo grado, con la finalidad de comparar

**CAPÍTULO 3. GENERACIÓN DEL PERFIL TRASVERSAL PLANO**  
**3.1. SÍNTESIS**

---

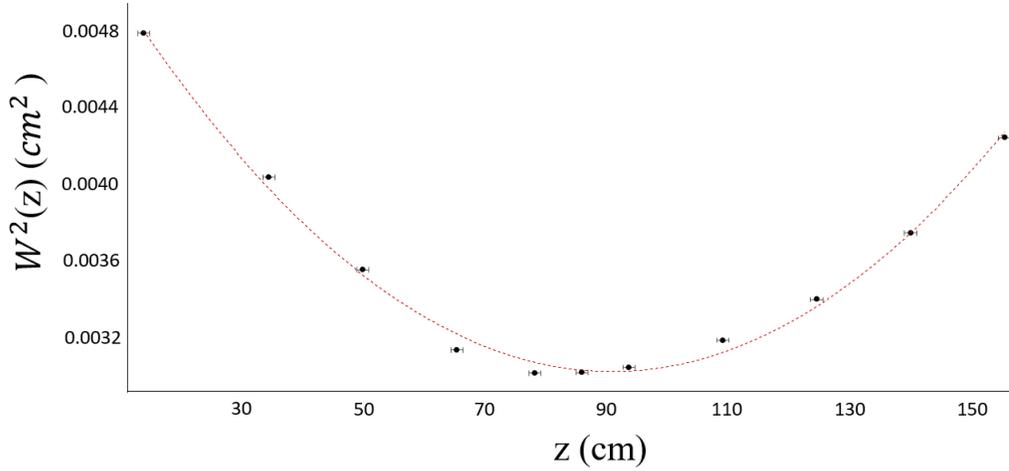


Figura 3.5: Ajuste a un polinomio de segundo orden para obtener los valores de  $w_0$  y  $z_R$  del modo  $HG_{10}$

los coeficientes con los de la ecuación (2.4). De aquí se obtienen las cinturas y longitudes de Rayleigh de nuestro experimento. Para el modo  $HG_{00}$ , se tiene que  $w_{00T} = 348(28) \mu\text{m}$  y  $z_{00T} = 41(5) \text{ cm}$ . Y para los modos  $HG_{10}$  y  $HG_{10}$  se obtuvo  $w_{10T} = 555(22) \mu\text{m}$  y  $z_{10T} = 101(5) \text{ cm}$ . Nótese que el acoplamiento de los modos  $HG_{10}$  y  $HG_{01}$  no fue el idónea, lo que provocó cierto traslape con el modo  $HG_{00}$ .

Una vez concluido este procedimiento se colocó un divisor de haz no polarizante 50 : 50 (BS) con la finalidad de superponer los haces para su entrada a la cavidad (esta cavidad se encuentra aislada mecánicamente con capas de *sorbothane* y aluminio). En este punto la polarización de los caminos es la misma, ya que la fibra de vórtice no mantiene la polarización y se movió de tal forma que a la salida resultara polarización horizontal como el haz gaussiano. Sin embargo, se puede utilizar cualquier otra configuración de polarización en los haces debido a que no se tiene control interferométrico entre ellos. Después del divisor se encuentra la cavidad óptica, donde la entrada fue por uno de sus espejos curvos, y la salida se encuentra en el otro espejo curvo. A la salida se colocó otro BS para mandar la mitad del haz a un fotodetector, del cual obtuvimos los espectros de frecuencia, y en la otra mitad una cámara, para obtener las imágenes de los modos. Con el fin de obtener fotografías del modo se fijó el láser a la cavidad con ayuda del método de amarrado Pound–Drever–Hall [59, 60], esta técnica utiliza la señal de reflexión de la cavidad para el modo  $HG_{00}$ , la cual se procesa para generar una señal de retroalimentación que va de vuelta al laser.

Cabe mencionar que el desarrollo del experimento tardó más tiempo de lo considerado originalmente debido a dos situaciones. La primera fue lograr amarrar el haz a la cavidad, ya que se estaba trabajando en una mesa óptica que era resonante con frecuencias cercanas al sistema de amarre, lo que provocó que el amarre de frecuencias no fuera el deseado. Esto provocó la reinstalación del experimento en otra mesa óptica y con esto repetir la alineación del haz en todas las componentes ópticas, y muy terriblemente volver a realizar el acoplamiento de modo para cada camino. Una vez que se logró amarrar el haz se observó

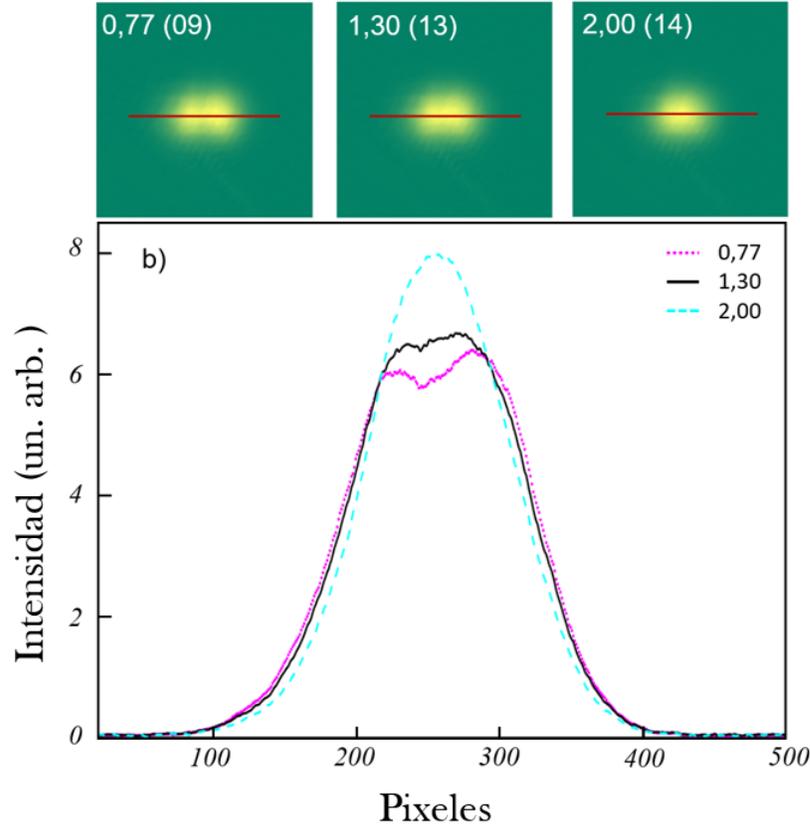


Figura 3.6: Perfil de intensidad plano en la dirección horizontal.

con más detalle los modos electromagnéticos, donde se logró identificar a cada modo y medir la distancia de separación con más precisión.

Al lograr amarrar el láser se procedió a tomar 1000 fotografías para encontrar el perfil plano. Por lo tanto, en la imagen 3.6 se muestra el perfil plano en la dirección horizontal, en la parte superior se muestran imágenes del corte transversal del haz para el modo  $HG_{00}$ ,  $HG_{10}$  y perfil plano horizontal, los números en blanco representan las proporciones en que fueron sumados y en paréntesis su error. En la figura 3.7, se muestra el perfil plano en la dirección vertical, y de igual forma, en la parte superior se muestran imágenes del corte transversal del haz para el modo  $HG_{00}$ ,  $HG_{01}$  y el perfil plano vertical. En la figura 3.7 se muestra un desbalance en la intensidad del modo  $HG_{01}$ , lo cual puede deberse a la respuesta de la cámara o a efectos secundarios de las componentes ópticas, este desbalance nos da una imagen con un perfil plano no-horizontal. Las gráficas que se encuentran en estas imágenes muestran el perfil de cada fotografía indicado por una línea roja, tomando un promedio perpendicular de 30 pixeles. Una de las razones de porque las proporciones en la suma no corresponden con las de la teoría, es debido el modo  $HG_{00}$  tiene un ancho espectral dos veces más grande que los modos  $HG_{10}$  y  $HG_{01}$  ( $\omega_{00} = 799(14)$  KHz y  $\omega_{10} = 412(8)$  KHz). En la figura 3.8 se muestra una comparación de los perfiles de los modos  $HG_{00}$  y  $HG_{10}$  respecto al perfil plano en dirección horizontal, para mostrar la mejora en la región del perfil plano.

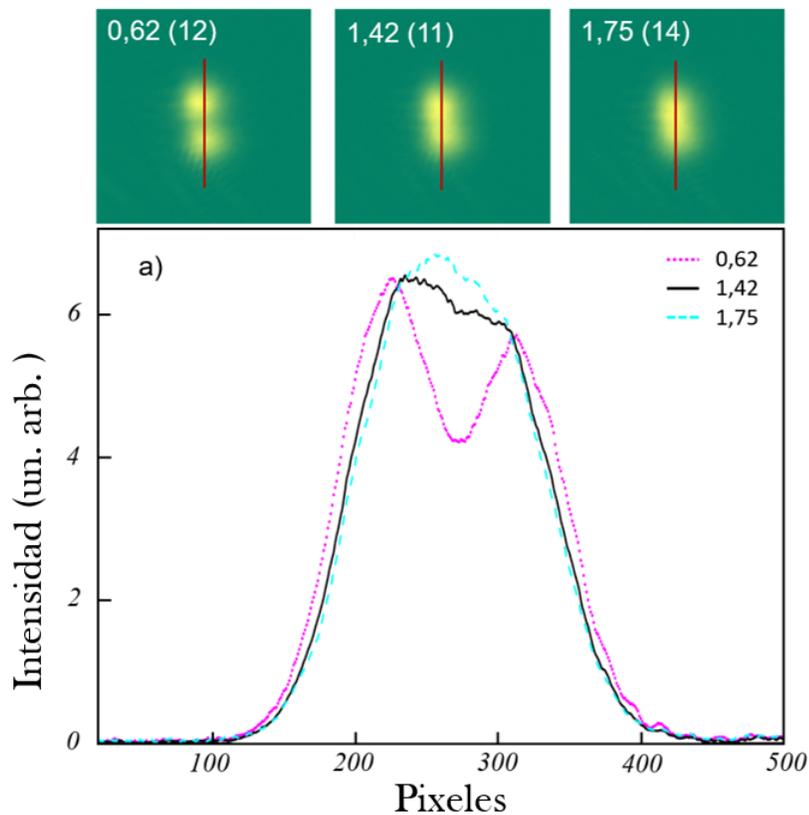


Figura 3.7: Perfil de intensidad plano en la dirección vertical.

Para conocer que tan plano era el perfil se tomó un promedio sobre las desviaciones de los valores y se hizo una relación con la altura de la intensidad total del modo, lo que resultó en 1,0(2) % y 0,6(2) % para la dirección vertical y horizontal respectivamente, esto sobre una región de 0.85 veces el haz Gaussiano con ancho de  $\omega_0$ .

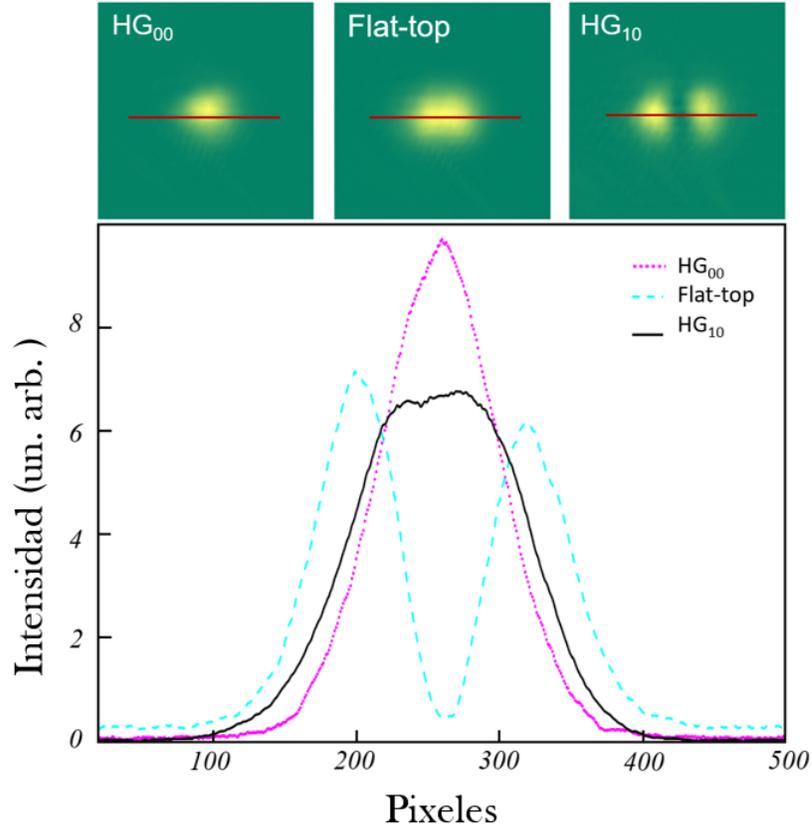


Figura 3.8: Comparación entre los perfiles del modo  $HG_{00}$  y  $HG_{10}$  con el perfil plano.

### 3.2. Conclusiones

- Se demostró la síntesis de un perfil plano dentro de la cavidad óptica de anillo sumando dos modos transversales electromagnéticos.
- Esta técnica da un perfil completamente homogéneo.
- El perfil se logra sin la necesidad de tener control interferométrico en las fases de los campos.
- Este método se puede extender a cavidades con simetrías cilíndricas donde se tiene a los modos  $LG_{mn}$ .
- Este diseño plantea la posibilidad de tener una onda estacionaria que pueda cambiar su posición, dentro de la cavidad, variando la fase de los haces involucrados.

# Capítulo 4

## Sistema de modulación - Teoría

Los detalles fundamentales de la manipulación atómica con láseres en la construcción del sistema de modulación para su aplicación en gravimetría son descritos en este capítulo. Se hablará sobre las partes más importantes de cada una de estas técnicas, mientras que en el capítulo siguiente se explicara la implementación de estas en la construcción del sistema de modulación. El capítulo inicia con la explicación del enfriamiento Doppler, el cual nos permite reducir la distribución de velocidades en los átomos, en seguida, se describe el confinamiento espacial de los átomos y por último la descripción de interferometría atómica, incluyendo la preparación de un estado mediante bombeo óptico, la cual permitirá posteriormente medir el valor de  $g$ , objetivo final del gravímetro.

### 4.1. Enfriamiento Doppler

Cuando nos referimos a enfriamiento laser en física atómica, no estamos hablando de una temperatura como en termodinámica. En termodinámica la temperatura se define cuidadosamente como el parámetro de un sistema cerrado que se encuentra en equilibrio térmico con sus alrededores, esto significa que hay intercambio de calor con el entorno. En enfriado laser el sistema no es cerrado debido a que siempre se tiene absorción y emisión de fotones, realizando cambios de energía y momento. Por lo tanto, cuando hablamos de temperatura en enfriado laser hacemos referencia a la disminución en la distribución de velocidades de la nube atómica [61].

Así que ¿Como se logra esto? Un átomo tiene ciertos grados de libertad tanto internos como externos, con los internos tenemos acceso a sus niveles de energía interna y con los externos al momento del centro de masa. Por lo tanto, cuando un átomo interacciona con un haz laser hay un intercambio de energía y momento, lo cual se puede observar en tres fenómenos que tienen lugar en la interacción, estos tienen el nombre de: emisión espontanea, emisión y absorción estimulada. Entonces, si se considera un átomo ( $E = E_0$ ,  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ ) con dos estados energéticos  $|g\rangle$  y  $|e\rangle$  cuya frecuencia de separación es  $\omega_{eg}$  y se hace incidir un haz cuya frecuencia es  $\omega_L$  ( $\omega_L \approx \omega_{eg}$ ), se tendrá la absorción de un fotón ( $E = h\nu$ ,  $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ ) lo que significa que la energía y el momento del átomo habrán cambiado a  $E = E_0 + h\nu$  y  $\mathbf{p} = m\mathbf{v} + \hbar\mathbf{k}$  (Figura 4.1a). Este cambio de energía y momento está presente tanto en la emisión espontánea como en la estimulada (Figura 4.1b). Ahora si se compara el cambio

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.1. ENFRIAMIENTO DOPPLER**

---

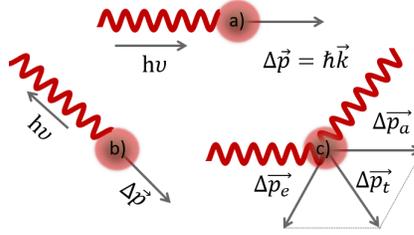


Figura 4.1: Cambio de momento en la interacción átomo-fotón. a) Absorción, b) Emisión y c) Absorción más emisión.

de momento en el átomo debido a la absorción-emisión de un fotón, se observa que es despreciable con el momento inicial del átomo  $\mathbf{p}_i$ , si se considera que  $\mathbf{p}_i = m_a \mathbf{v}_{rms}$ , donde  $m_a$  es la masa de la especie atómica y  $v_{rms}$  la magnitud de su velocidad térmica. Pero al repetirse varias veces este proceso se puede cambiar considerablemente el momento del átomo a uno mucho menor que el inicial. Si se realiza una analogía de este proceso con cosas de la vida diaria sería como detener una Honda-CRV, de 1544 Kg de peso a una velocidad de aproximadamente 169 m/s, con semillas de frijol, de 0.32 gr a una velocidad de 0.1c.

El cambio de momento debido a la absorción del fotón será en la dirección del haz, cuyo valor dependerá del número de fotones absorbidos  $\mathbf{p} = N\hbar\mathbf{k}$  (Figura 4.2) y el cambio de momento debido a la emisión espontánea será en una dirección aleatoria, que promedia cero. Esto lleva a que si se tiene un cambio de velocidad en un intervalo de tiempo puedo definir una aceleración  $a = \frac{dv}{dt}$ , y por lo tanto una fuerza sobre los átomos [62].

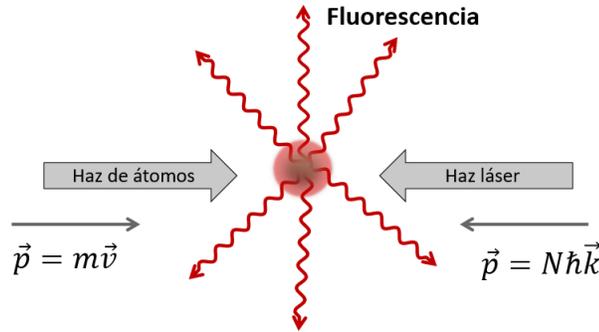


Figura 4.2: Cambio de momento por absorción-emisión de  $N$  fotones.

Entonces ¿Cuántos ciclos de emisión-absorción se pueden realizar? Si se considera un átomo con dos niveles energéticos  $|g\rangle$  y  $|e\rangle$  donde se absorbe un fotón, entonces se tiene una transición del nivel  $|g\rangle$  al nivel  $|e\rangle$ , y si se emite un fotón la transición ira de  $|e\rangle$  a  $|g\rangle$ . El tiempo que toma ir de  $|e\rangle$  a  $|g\rangle$  es  $\tau$  por lo tanto un ciclo completo durara a lo menos  $2\tau$ . Entonces el número máximo de fotones que puedo absorber en un segundo es de  $1s/2\tau$ . Así este proceso depende en gran medida del tiempo de vida media de la transición  $\gamma = 1/\tau$ .

En la vida real los átomos tienen varios niveles energéticos, entonces ¿Cómo se puede realizar este procedimiento? En la figura 4.3 se muestra un esquema con los niveles hiperfi-

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.1. ENFRIAMIENTO DOPPLER**

---

nos del  $^{87}\text{Rb}$  (cuya especie atómica se ocupa en este trabajo) en la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ , caracterizados mediante su número cuántico  $F$ , que representa el momento angular total  $F = J + I$ , donde  $I$  es el momento angular de espín nuclear y  $J = L + S$  es el acoplamiento entre el momento angular orbital  $L$  y el momento angular de espín del electrón  $S$ . Si se

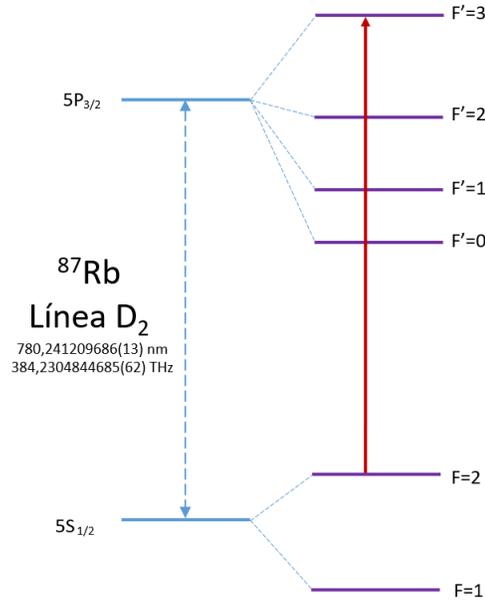


Figura 4.3: Niveles hiperfinos del  $^{87}\text{Rb}$  en la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ .

considera un láser que vaya de  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ , el único decaimiento permitido debido a las reglas de transición eléctrico-dipolares donde  $\Delta F = 0, \pm 1$ , es  $F' = 3 \rightarrow F = 2$ , con lo que obtendremos un sistema de dos niveles. Ahora se colocan dos haces en direcciones contra propagantes de la misma frecuencia, figura 4.4. La probabilidad de absorción dependerá de la desintonía  $\delta$  entre la frecuencia de transición atómica  $\omega_{eg}$  y la frecuencia del láser  $\omega_L$ , esto es  $\delta = \omega_L - \omega_{eg}$ , que en lo siguiente se considera a  $\delta < 0$ .



Figura 4.4: Molasa óptica en 1D.

Un efecto importante a considerar para continuar es el corrimiento Doppler  $\omega_D = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ , este efecto aparece debido a que la frecuencia de transición no es la misma que en reposo a causa de la velocidad que tiene el átomo, dicho corrimiento es  $\omega = \omega_{eg} + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ . Entonces, si en la figura 4.4 se considera que el átomo se va moviendo hacia la derecha con velocidad  $\mathbf{v}$ , el láser que va en dirección izquierda generara una fuerza sobre este átomo en la dirección del haz y debido al efecto Doppler su frecuencia se acercara más a resonancia ( $\omega_u = \omega_L + kv$ ) mientras que el láser que va hacia la derecha ejercerá una fuerza menor debido a que su frecuencia disminuirá respecto a la frecuencia de resonancia ( $\omega_d = \omega_L - kv$ ) (Figura 4.5). Pero si ahora la velocidad del átomo se cambia moviéndose hacia la izquierda entonces el

CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA  
4.1. ENFRIAMIENTO DOPPLER

---

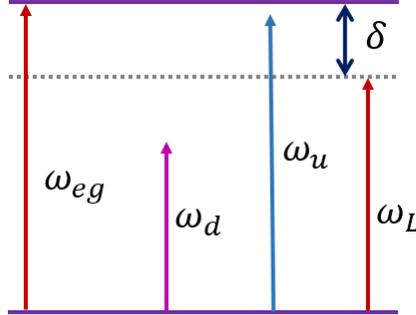


Figura 4.5: Desintonía entre la transición atómica  $\omega_{eg}$  y la frecuencia del láser  $\omega_L$ .

haz que viaja hacia la derecha es el que ejercerá una mayor fuerza en el átomo y el que viaja hacia la izquierda ejercerá una fuerza menor sobre él. Entonces con esta configuración tenemos una fuerza que es dependiente de la velocidad que va frenando a los átomos, es decir, una fuerza de disipación. Esta fuerza tiene la siguiente expresión [61]

$$\mathbf{F} = -\beta\mathbf{v}, \quad (4.1)$$

donde  $\beta$  es el coeficiente de amortiguamiento dado por:

$$\beta = \frac{8\hbar k^2 s_0 (\delta/\gamma)}{(1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2)^2}, \quad (4.2)$$

donde  $\gamma$  es el ancho natural de la transición atómica,  $\delta = \omega_L - \omega_{eg}$  es la desintonía del láser ( $\omega_L$ ) respecto a la transición atómica ( $\omega_{eg}$ ),  $s_0 = I/I_s$  donde  $I$  es la intensidad del láser e  $I_s$  es la intensidad de saturación asociada a la transición involucrada con una cierta polarización. Este coeficiente está en términos de las propiedades características de la especie atómica, en nuestro caso para el  $^{87}\text{Rb}$ , la transición de interés es  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$  (Figura 4.3), donde  $\gamma = 6,065(9)$  MHz el cual es inversamente proporcional al tiempo de vida medio  $\tau = 26,24(4)$  ns,  $\omega_0 = 384$  THz lo que significa que  $\lambda = 780$  nm e  $I_s = \pi\hbar c/3\lambda^3\tau = 3,576(4)$  mW/cm<sup>2</sup> [63].

Esta configuración de haces es llamada *molasa óptica* y nos permite hacer más angosta la distribución de velocidades de la nube atómica en el eje de los haces contra-propagantes. Este proceso es altamente dependiente de la dispersión de fotones

$$\gamma_p = \frac{s_0\gamma/2}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2}, \quad (4.3)$$

el máximo se alcanza cuando  $\delta = 0$ , lo que significa que la dispersión de fotones tiene un máximo, cuyo valor es  $\gamma_p = \gamma/2$ . Si tomamos esta cantidad para compararla con la energía del átomo, se tiene [61]

$$k_B T_D = \frac{\hbar\gamma}{2}, \quad (4.4)$$

donde  $T_D$  es la temperatura mínima que se puede alcanzar en este proceso, el cual lleva el nombre de enfriamiento Doppler, el valor de esta temperatura es de  $T_D = 146$   $\mu\text{K}$ , que equivale a velocidades de 11 cm/s. Sin embargo, se ha demostrado que se pueden alcanzar temperaturas aún más bajas [64]. Este nuevo proceso de enfriamiento lo veremos en la

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.2. CONFINAMIENTO ESPACIAL DE ÁTOMOS**

---

sección de enfriado subDoppler, donde se logra reducir la distribución de velocidades de los átomos en las tres direcciones espaciales  $\pm x$ ,  $\pm y$  y  $\pm z$  usando tres pares de haces contra propagantes.

## 4.2. Confinamiento espacial de átomos

En la sección anterior se habló de lo que significa físicamente enfriar átomos y como se logra. La técnica anterior reduce el ancho de la distribución en el espacio de momentos, pero para los propósitos del experimento también se necesita tener control en la posición. Para lograrlo, se necesita obtener una fuerza dependiente de la posición, es decir una fuerza del tipo restitutiva,

$$\mathbf{F} = -\kappa\mathbf{r}. \quad (4.5)$$

Esta fuerza se obtiene considerando un arreglo experimental que lleva el nombre de MOT (*Magneto-optical trap*) trampa magneto-óptica. Este arreglo consiste en 3 pares de haces contra propagantes y el gradiente de un campo magnético, figura 4.6. El gradiente magnético se obtiene con bobinas en configuración anti-Helmholtz, donde la corriente es enviada en direcciones opuestas y se toma al eje  $z$  como el eje de las bobinas, figura 4.7 a). Generando un campo magnético, como se muestra en la figura 4.7, cuyo valor sea cero en  $z = 0$ , este campo tiene la siguiente forma

$$B(r) = ar, \quad B(\phi) = 0, \quad B(z) = bz, \quad (4.6)$$

donde el campo magnético esta dado en coordenadas cilíndricas. Las líneas del campo

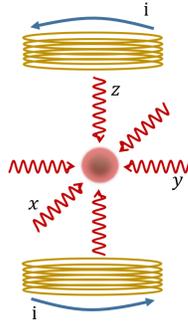


Figura 4.6: Diagrama de una 3DMOT.

magnético total son mostradas en la figura 4.7 c). En la referencia [65] se encuentran más detalles acerca de los requerimientos, diseño e implementación de las bobinas. Es de interés que el campo magnético sea de la forma  $\mathbf{B} = (B(r), B(\phi), B(z))$  alrededor de  $\mathbf{r} = 0$  debido a que la interacción del átomo con  $\mathbf{B}$  es de la forma  $E = \mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\mu}$ , donde  $\boldsymbol{\mu}$  es el momento magnético, por lo tanto, los niveles de energía experimentarán un desdoblamiento en sus niveles Zeeman, con un cambio de energía dado por

$$E_i = g_F \mu_B m_F B, \quad (4.7)$$

donde  $\mu_B$  es el magnetón de Bohr,  $g_F$  el factor de Landé y  $m_F$  el numero cuántico magnético tal que  $-F \leq m_F \leq F$ , donde  $F$  es el numero cuántico que representa el momento

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.2. CONFINAMIENTO ESPACIAL DE ÁTOMOS**

---

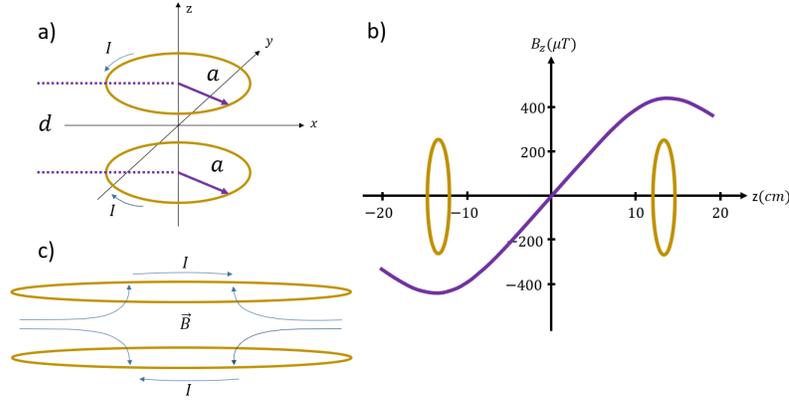


Figura 4.7: a) Bobinas en configuración anti-Helmholtz para la generación del gradiente magnético, b) Componente  $B(z)$  del campo magnético. c) Diagrama de la forma y dirección del campo magnético total.

angular total. También se considera la polarización de los haces en la *MOT*, si se toma en cuenta el par de haces contra propagantes en la dirección  $\hat{x}$  y su polarización está en configuración  $\sigma^+\sigma^-$ , donde uno de los haces tiene polarización circular derecha  $\sigma^+$  y el otro polarización circular izquierda  $\sigma^-$ . En la Figura 4.8 mostramos dos niveles atómicos  $F=0$  y  $F=1$ , además del desdoblamiento de los niveles debido a  $\mathbf{B}$ . Considerando que la frecuencia del láser está por debajo de resonancia, esto es  $\omega_L < \omega_{eg}$ , los átomos en la región de  $z > 0$  absorben preferencialmente fotones con polarización  $\sigma^-$  la cual induce transiciones con  $\Delta m_F = -1$ , mientras que para átomos en la región  $z < 0$ , estos absorberán preferencialmente fotones con polarización  $\sigma^+$  induciendo transiciones con  $\Delta m_F = 1$ , y en  $z = 0$  la tasa de absorción para luz  $\sigma^+$  o  $\sigma^-$  será igual. Por lo tanto, para átomos que se encuentran en  $z > 0$  sentirán un cambio de momento hacia la izquierda y para los que se encuentran en  $z < 0$  sentirán el cambio de momento hacia la derecha, esto provocara que los átomos sean empujados hacia el centro de la MOT. Con eso se tendrá una fuerza que es dependiente de la posición, por lo tanto, la nube de átomos se ubicara en el centro de la trampa. Esta fuerza restitutiva tiene la forma de la ecuación 4.5 con la constante  $\kappa$  dada por [61]

$$\kappa = \frac{16\pi k(\delta/\gamma)s_0\mu_B B_z}{(1 + s_0 + 4(2\pi\delta/\gamma)^2)^2}. \quad (4.8)$$

Al incluir la fuerza de amortiguamiento que vimos en la sección anterior, la fuerza total de una MOT en una dimensión está dada por

$$F_z = -\beta v_z - \kappa z, \quad (4.9)$$

resultando en una oscilación sobre amortiguada de los átomos con masa  $m$  alrededor del centro de la trampa con frecuencia

$$\Omega = \sqrt{\kappa/m}, \quad (4.10)$$

y constante de amortiguamiento

$$\alpha = \beta/m. \quad (4.11)$$

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.3. ENFRIAMIENTO SUBDOPPLER**

---

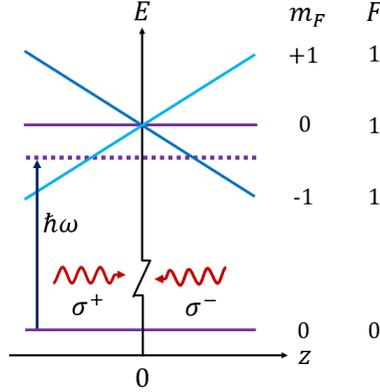


Figura 4.8: Desdoblamiento de niveles energéticos debido a  $\mathbf{B}$ .

### 4.3. Enfriamiento subDoppler

En las dos secciones anteriores se vio cómo se puede reducir la distribución de velocidades en los átomos y manipular su posición. Sin embargo, se ha demostrado que se puede reducir aún más la distribución de velocidades. Este mecanismo de enfriamiento lleva el nombre de enfriamiento *subDoppler* [64], en él se toma en cuenta la polarización de la luz, en específico se necesita un gradiente de polarización, y también se necesita considerar los corrimientos energéticos  $\pm\Delta E$  en los niveles atómicos, este corrimiento es conocido como efecto Stark AC. Para lograr este enfriamiento se utilizan dos configuraciones de polarización en la luz para crear un gradiente de polarización. La primera de estas configuraciones se llama *lin*  $\perp$  *lin* en el cual se usan dos haces contra propagantes con polarización lineal ortogonal, el enfriamiento con esta configuración lleva el nombre de enfriamiento Sísifo. La segunda configuración tiene el nombre de  $\sigma^+\sigma^-$  en el cual uno de los haces tiene polarización  $\sigma^+$  (circular derecha) y el otro polarización  $\sigma^-$  (circular izquierda). En este trabajo se utilizará la segunda configuración  $\sigma^+\sigma^-$ , donde al encontrarse los dos haces generaran un gradiente de polarización, este gradiente resulta en una polarización lineal que rota al rededor del eje de los haces de luz (eje  $z$ ), con ciclos de  $\lambda/2$ . Esta configuración causa una dependencia espacial debido a que la dirección en la polarización va cambiando conforme los átomos se mueven a través del haz. Esta técnica se aplica para átomos con  $F \geq 1$  y se puede demostrar que al tener transiciones entre los diferentes niveles se tienen corrimientos entre ellos [64]. Una explicación muy breve del efecto es considerar al átomo en un marco de referencia que está rotando, en el cual la dirección de la polarización esta fija. Y usando el teorema de Larmor [64] se genera un campo magnético ficticio que es paralelo a la dirección del eje  $z$  con amplitud  $kv$ , la cual corresponde a la velocidad de rotación. Apareciendo un nuevo acoplamiento dado por  $kv m_F$  y que va desapareciendo conforme  $v \rightarrow 0$ . La nueva temperatura que se alcanza, al considerar esta interacción, es

$$v_r = \frac{k_L \hbar}{m}. \quad (4.12)$$

donde  $k_L$  es la magnitud del vector de onda del láser y  $m$  la masa del átomo. Estos valores se encuentran alrededor de 5.884 mm/s, que corresponden a temperaturas teóricas de 361.96 nK. Sin embargo, en nuestro laboratorio solo se han alcanzado temperaturas de 2  $\mu$ K.

## 4.4. Preparación de estado

En este espacio se habla de la preparación del estado inicial para realizar la interferometría atómica. El objetivo es colocar la mayor cantidad de átomos de la MOT en el estado base (en este caso  $|F = 2, m_F = 0 \rangle$ ). Para lograrlo se ocupa la técnica de bombeo óptico en los niveles hiperfinos y en los niveles Zeeman. El bombeo óptico consiste en mandar un electrón del estado de menor energía a uno de mayor y viceversa. En este trabajo se implementan dos tipos de bombeo, el primero es entre niveles hiperfinos, figura 4.9 a), y el segundo entre niveles Zeeman, figura 4.9 b). Debido a que se desea colocar los átomos en el

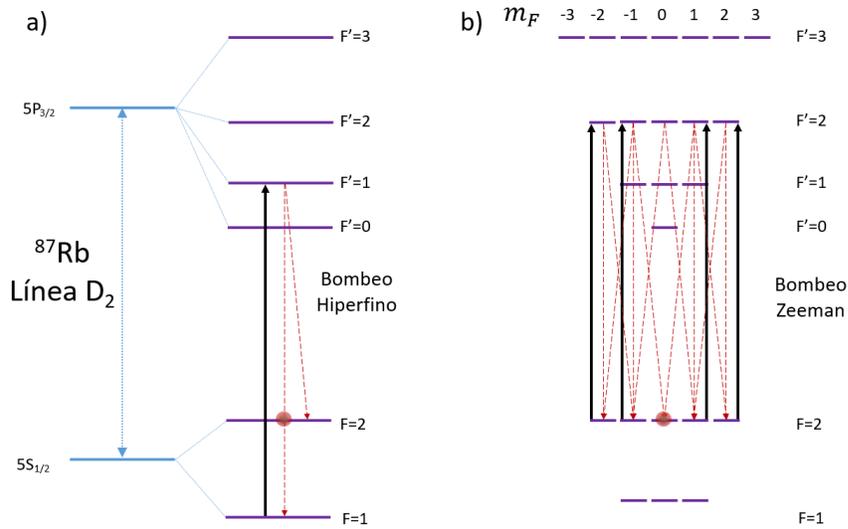


Figura 4.9: a) Bombeo hiperfino. b) Bombeo Zeeman. Las flechas negras indican transiciones inducidas por el láser y las rojas los decaimientos permitidos para cada nivel.

estado base  $|F = 2, m_F = 0 \rangle$ , se manda un haz con frecuencia resonante en la transición  $|F = 1 \rangle \rightarrow |F' = 1 \rangle$ , al emitir un fotón los átomos decaerán en los niveles  $F = 1$  o  $F = 2$  con diferentes probabilidades, pero debido al bombeo, eventualmente todos los átomos decaerán en el estado  $F = 2$ . Ahora, para el bombeo Zeeman se necesita que el haz sea resonante en la transición  $|F = 2 \rangle \rightarrow |F' = 2 \rangle$  para colocar a los átomos en el estado  $m_F = 0$ . Este haz deberá tener polarización  $\pi$ , polarización lineal alineada al campo magnético, para inducir transiciones con  $\Delta m_F = 0$ , y tener transiciones con el mismo número  $m_F$ . Esto es, si se toma la transición  $|F = 2, m_F = 1 \rangle \rightarrow |F' = 2, m_F = 1 \rangle$  cuando los átomos decaigan lo harán en los estados  $|F = 2, m_F = 1 \rangle$ ,  $|F = 2, m_F = 0 \rangle$  o  $|F = 2, m_F = 2 \rangle$ , pero al tomar en cuenta que la transición  $|F = 2, m_F = 0 \rangle \rightarrow |F' = 2, m_F = 0 \rangle$  no está permitida, los átomos eventualmente terminaran en  $|F = 2, m_F = 0 \rangle$ .

## 4.5. Interferometría atómica para gravimetría

Este método se basa en la división y recombinación de la función de onda de un átomo en caída libre mediante pulsos de luz. Este método es equivalente a un interferómetro óptico en el cual se tiene un haz de luz que se divide y recombina mediante divisores 50 : 50, y la manipulación de su trayectoria se realiza mediante espejos. Análogo a este interferómetro,

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.5. INTERFEROMETRÍA ATÓMICA PARA GRAVIMETRÍA**

---

en el caso cuántico se tiene un haz de átomos en lugar de un haz de luz, y pulsos de luz en lugar de divisores y espejos. En este trabajo se utilizará un interferómetro tipo Mach-Zehnder, el cual se muestra en la figura 4.10. En esta clase de interferometría, la

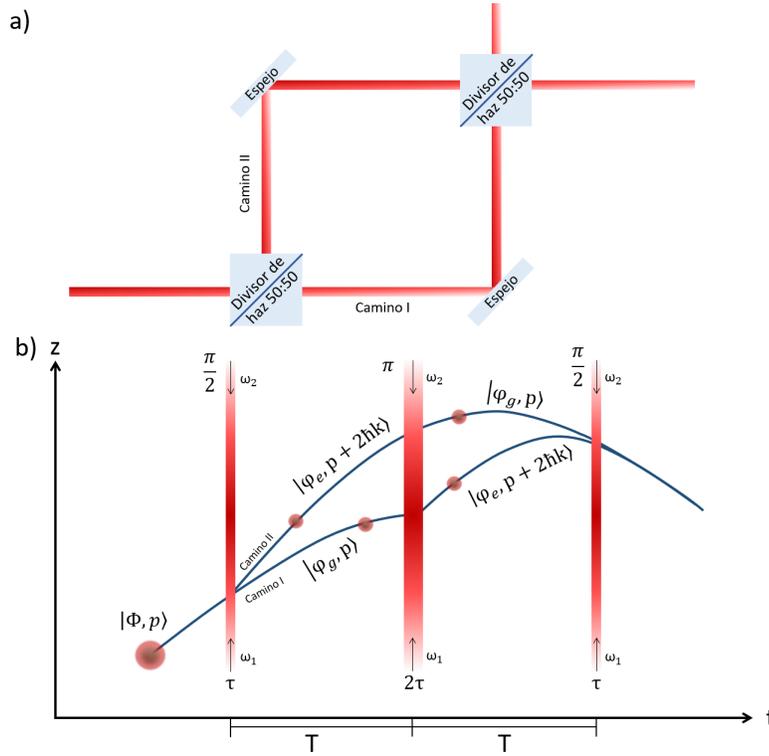


Figura 4.10: Interferómetros tipo Mach-Zehnder. a) Óptico y b) Atómico.

separación espacial de los átomos es realizada mediante el momento inducido por el campo electromagnético. Interacción en la cual los grados de libertad externos como internos están íntimamente relacionados. En la figura 4.10 b) se muestra a nivel de un solo átomo como se realiza el interferómetro atómico. El átomo se encuentra inicialmente en el estado  $|g\rangle$ , que al aplicar un pulso de luz  $\pi/2$  por un tiempo  $\tau$  se obtiene una superposición 50 : 50 en la población  $|g\rangle$  y  $|e\rangle$  del átomo además de un cambio de momento debido a la absorción de fotones. Después el átomo se deja en caída libre un tiempo  $T$  donde solo interacciona con el campo gravitacional terrestre, esto se conoce como tiempo a oscuras. A causa del cambio de momento, la función de onda del átomo  $|\Phi\rangle$  se separa espacialmente en  $|\phi_g\rangle$  y  $|\phi_e\rangle$ ,  $|\phi_e\rangle$  tiene más momento lo que causa que se aleje de  $|\phi_g\rangle$ , el cual no experimenta cambio de momento. Después se aplica un pulso  $\pi$  por un tiempo de  $2\tau$  que invierte las poblaciones del átomo y en consecuencia también el momento, lo que ahora causa que  $|\phi_g\rangle$  cambie su momento para alcanzar a  $|\phi_e\rangle$ . En seguida se vuelve a dejar un tiempo  $T$  a oscuras para aplicar un último pulso  $\pi/2$  para recombinarlas. Para acoplar los estados hiperfinos  $\phi_g$  y  $\phi_e$  se usan pulsos de luz de dos fotones en configuración Lambda, conocidos como pulsos Raman, donde se tienen transiciones de dos fotones. En este tipo de transiciones se logran con 3 estados energéticos del átomo y 2 frecuencias en el láser, como lo muestra la figura 4.11. Aquí el átomo absorberá un fotón de la frecuencia  $\omega_1$  y emitirá estimuladamente otro

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.5. INTERFEROMETRÍA ATÓMICA PARA GRAVIMETRÍA**

---

fotón de la frecuencia  $\omega_2$ .

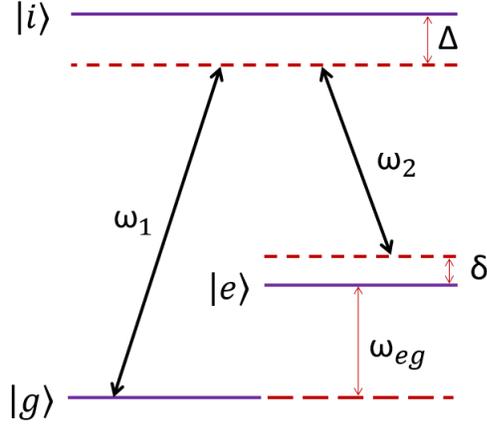


Figura 4.11: Esquema para la transición de dos fotones.

Esta es la idea básica de cómo funciona un interferómetro atómico tipo Mach Zehnder, pero a continuación se desglosa a detalle cómo se utiliza este método para medir la aceleración gravitacional  $g$ .

#### 4.5.1. Interacción Átomo-Campo

En la descripción del problema se considera un átomo de tres estados energéticos ( $|g\rangle$ ,  $|e\rangle$ ,  $|i\rangle$ ) y con cierto momento  $\mathbf{p}$  acoplado a un campo electromagnético de dos frecuencias ( $\omega_1$  y  $\omega_2$ ). El hamiltoniano de este problema tiene la forma

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \hbar\omega_e|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_g|g\rangle\langle g| + \hbar\omega_i|i\rangle\langle i| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \quad (4.13)$$

donde el ultimo termino corresponde a la interacción que acopla el campo electromagnético con el dipolo eléctrico atómico  $\mathbf{d} = q\mathbf{r}$ , donde  $q$  es la carga del electrón y  $\mathbf{r}$  es la distancia del núcleo del átomo a la posición del electrón y el campo electromagnético tiene la forma  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t + \phi_1) + \mathbf{E}_2 \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t + \phi_2)$ .

Para resolver este problema se considera que la desintonía  $\Delta$  de las frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$  a la frecuencia de resonancia óptica es lo suficientemente grande que no se excita el nivel  $|i\rangle$ . Al considerar esta desintonía el nivel intermedio se puede eliminar adiabáticamente en las ecuaciones de Schrödinger para pasar de un sistema de tres niveles a un sistema de dos niveles con frecuencia de resonancia  $\omega_{eg}$ , diferencia de momento  $\hbar\mathbf{k}_{eff}$  ( $\mathbf{k}_{eff} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ ), se considera  $\delta$  como la desintonía de dos fotones y  $\Delta$  como la desintonía de un fotón. También se aplica la aproximación de onda rotante, la cual permite despreciar los términos que rotan a frecuencia  $2\omega_L$  en comparación con los que rotan a  $\delta$ . Así las frecuencias cumplen que  $\omega_1 \approx \omega_i - \omega_g$  y  $\omega_2 \approx \omega_i - \omega_e$  mientras que la diferencia de frecuencias es  $\omega_{eg} \approx \omega_1 - \omega_2$ . Adicional a esto, se tienen haces contra-propagantes, que cumplen con  $\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$  [45, 66].

Se sabe que la evolución temporal de cualquier estado cuántico es descrita mediante la

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.5. INTERFEROMETRÍA ATÓMICA PARA GRAVIMETRÍA**

---

ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo

$$\hat{H}|\Psi(t)\rangle = i\hbar \frac{d}{dt}|\Psi\rangle, \quad (4.14)$$

y el estado de evolución se considera de la forma

$$|\Phi(t)\rangle = c_g(t)|g, \mathbf{p}\rangle + c_e(t)|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle, \quad (4.15)$$

ya que el Hamiltoniano solo acopla estos dos estados. Al tomar como base  $|g, \mathbf{p}\rangle$ ,  $|e, \mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle$ , la solución para los coeficientes resultan de la forma [45, 51]

$$c_{g,\mathbf{p}}(t_0 + \tau) = e^{-i(\Omega_e^{AC} + \Omega_g^{AC} + \delta_{12})\tau/2} \left\{ c_{e,\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}}(t_0) e^{i(\delta_{12}t_0 + \phi_{eff})} \left[ -i \frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right] + c_{g,\mathbf{p}}(t_0) \left[ \cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) - i \frac{(\delta_{12} - \delta^{AC})}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right] \right\}, \quad (4.16)$$

$$c_{e,\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}}(t_0 + \tau) = e^{-i(\Omega_e^{AC} + \Omega_g^{AC} - \delta_{12})\tau/2} \left\{ c_{e,\mathbf{p} + \hbar\mathbf{k}_{eff}}(t_0) \left[ \cos\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) + i \frac{(\delta_{12} - \delta^{AC})}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right] + c_{g,\mathbf{p}}(t_0) e^{-i(\delta_{12}t_0 + \phi_{eff})} \left[ -i \frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R \tau}{2}\right) \right] \right\}, \quad (4.17)$$

donde se definen las siguientes cantidades

$$\Omega_e = -\frac{\langle i|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_2|e\rangle}{\hbar}, \quad (4.18)$$

$$\Omega_g = -\frac{\langle i|\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_1|e\rangle}{\hbar}, \quad (4.19)$$

$$\Omega_e^{AC} = \frac{|\Omega_{e,1}|^2}{4(\Delta + \omega_{eg})} + \frac{|\Omega_{e,2}|^2}{4\Delta}, \quad (4.20)$$

$$\Omega_g^{AC} = \frac{|\Omega_{g,1}|^2}{4\Delta} + \frac{|\Omega_{g,2}|^2}{4(\Delta - \omega_{eg})}, \quad (4.21)$$

$$\delta_{12} \equiv (\omega_1 - \omega_2) - \left( \omega_{eg} + \mathbf{k}_{eff} \cdot \mathbf{v} + \frac{\hbar|\mathbf{k}_{eff}|^2}{2m} \right), \quad (4.22)$$

$$\Omega_{eff} \equiv \frac{\Omega_e^* \Omega_g}{2\Delta}, \quad (4.23)$$

$$\delta^{AC} = (\Omega_e^{AC} - \Omega_g^{AC}), \quad (4.24)$$

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{eff}^2 + (\delta_{12} - \delta^{AC})^2}, \quad (4.25)$$

con  $\Delta \simeq \omega_1 - (\omega_i - \omega_g)$ . Estas soluciones también consideran el corrimiento Stark, corrimientos en los niveles energéticos del átomo debido al campo.  $\Omega_e$  y  $\Omega_g$  son la frecuencia de Rabi en resonancia, para el estado  $|e\rangle$  con el campo  $\mathbf{E}_2$  y el estado  $|g\rangle$  con el campo  $\mathbf{E}_1$ , este parámetro caracteriza la fuerza de acoplamiento entre campo y átomo.  $\Omega_{eff}$  es la frecuencia de Rabi para una transición de dos fotones en resonancia y  $\Omega_R$ , es la frecuencia de Rabi

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.5. INTERFEROMETRÍA ATÓMICA PARA GRAVIMETRÍA**

---

de dos fotones fuera de resonancia considerando corrimientos de luz  $\delta_{AC}$  y una desintonía efectiva  $\delta_{12}$ , donde el termino  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$  corresponde al corrimiento Doppler y  $\hbar|\mathbf{k}|^2/2m$  es el corrimiento debido al recuelo producido por el fotón.

Ahora si se considera el caso particular donde el átomo está inicialmente en el estado base, esto es  $c_{g,\mathbf{p}}(t_0 = 0) = 1$  y  $c_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(t_0 = 0) = 0$ , sin considerar los corrimientos de luz  $\delta^{AC}$ , las ecuaciones toman la siguiente forma

$$c_{g,\mathbf{p}}(\tau) = e^{-i(\delta_{12})\tau/2} \left[ \cos\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) - i\frac{\delta_{12}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) \right], \quad (4.26)$$

$$c_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(\tau) = e^{-i(-\delta_{12})\tau/2} e^{-i\phi_{eff}} \left[ -i\frac{\Omega_{eff}}{\Omega_R} \sin\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right) \right], \quad (4.27)$$

por lo que la población del estado excitado está dada por

$$P_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(\tau) = \frac{\Omega_{eff}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R\tau}{2}\right). \quad (4.28)$$

En la figura 4.12 se observa la gráfica de la población del estado excitado, donde se tienen oscilaciones a la frecuencia de Rabi fuera de resonancia  $\Omega_R$ , las cuales aumentan mientras que  $\delta_{12}$  disminuye. Sin embargo, es importante notar que la amplitud va disminuyendo, debido a que está dada por  $\Omega_{eff}^2/\Omega_R^2$ . Así para excitaciones débiles se tiene el valor de  $\Omega_{eff}^2/\delta_{12}^2$  y para excitaciones fuertes el valor de 1. También se observa que al momento de aplicar un pulso  $\pi/2$ , para  $\delta = 0$ , el átomo se encuentra en una superposición 50 : 50 entre los dos niveles energéticos y cuando se aplica un pulso  $\pi$  el átomo se encuentra en el estado excitado.

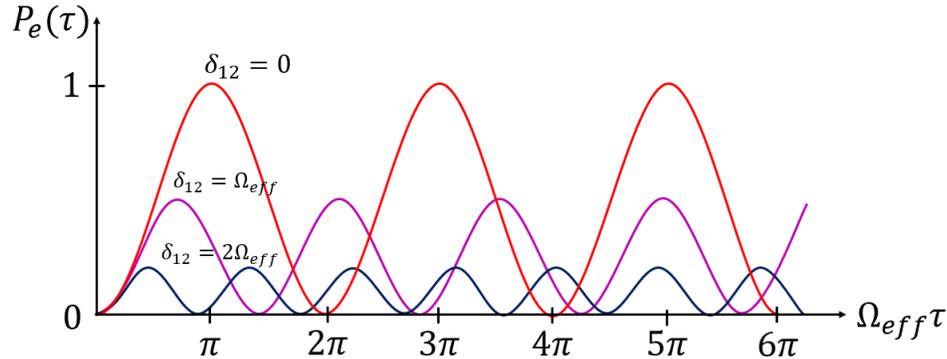


Figura 4.12: Oscilaciones de Rabi entre los estados  $|e\rangle$  y  $|g\rangle$ .

#### 4.5.2. Interferómetro

Para obtener el interferómetro hay que implementar la secuencia de pulsos necesarios utilizando las ecuaciones (4.16) y (4.17), donde se considera al átomo en el estado inicial  $|g, \mathbf{p}\rangle$ . Anteriormente se describió la secuencia de pulsos para este trabajo (figura 4.10), la

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.5. INTERFEROMETRÍA ATÓMICA PARA GRAVIMETRÍA**

---

cual consiste en pulsos  $\pi/2 - \pi$  y  $\pi/2$ , tal que  $\tau \cdot \Omega_{eff} = \pi/2$ , con  $\tau$  siendo la duración del pulso  $\pi/2$ . Para conocer el valor de la aceleración gravitacional  $g$  es necesario considerar el cambio de fase en los dos caminos del interferómetro. Esta información se obtiene de las ecuaciones (4.16) y (4.17), ya que se conocen en cada tiempo  $t$ . En el siguiente análisis se han omitido los corrimientos de luz, lo que significa que  $\delta^{AC} = 0$ , y también que  $\delta_{12} = 0$ . El módulo al cuadrado de los coeficientes da la población de cada uno de los estados, cuyo parámetro se puede medir en el laboratorio. Se denota a  $\Delta\Phi$  como la diferencia de fase total del interferómetro, esta fase se separa en la fase adquirida por los pulsos Raman  $\Delta\phi_I$  y la evolución en el tiempo  $T$  en ausencia de luz  $\Delta\phi_E$  [45],

$$\Delta\Phi = \Delta\phi_I + \Delta\phi_E. \quad (4.29)$$

Se empieza analizando  $\Delta\phi_I$ , donde solo se toma en cuenta la interacción átomo-campo. En este trabajo se considera la interferometría entre los niveles hiperfinos  $|5S_{1/2}, F = 1, m = 0\rangle$  y  $|5S_{1/2}, F = 2, m = 0\rangle$  del  $^{87}Rb$  donde se preparó como estado inicial el primero de ellos, lo que significa que al inicio los valores de los coeficientes son

$$c_{g,\mathbf{p}}(t_0) = 1, \quad (4.30)$$

$$c_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(t_0) = 0. \quad (4.31)$$

Al aplicar un pulso  $\pi/2$  y entre el tiempo  $t_A$  y  $t_B$  la diferencia es

$$c_{g,\mathbf{p}}(t_A < t < t_B) = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{-i\pi/2}, \quad (4.32)$$

$$c_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(t_A < t < t_B) = \frac{1}{\sqrt{2}}ie^{-i(\pi/2+\phi_A)}. \quad (4.33)$$

Durante el pulso  $\pi$  y entre el tiempo  $t_B$  y  $t_C$  la diferencia es

$$c_{g,\mathbf{p}}(t_B < t < t_C) = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{-i(3\pi/2+\phi_A-\phi_B)}, \quad (4.34)$$

$$c_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(t_B < t < t_C) = \frac{1}{\sqrt{2}}ie^{-i(3\pi/2+\phi_B)}. \quad (4.35)$$

Y en el segundo pulso  $\pi/2$  y para el tiempo  $t_C < t$  la diferencia es

$$c_{g,\mathbf{p}}(t_C < t) = \frac{1}{2}e^{-i(2\pi+\phi_B-\phi_C)} + \frac{1}{2}ie^{-i(2\pi+\phi_A-\phi_B)}, \quad (4.36)$$

$$c_{e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}}(t_C < t) = \frac{1}{2}ie^{-i(2\pi+\phi_B)} + \frac{1}{2}ie^{-i(2\pi+\phi_A-\phi_B+\phi_C)}. \quad (4.37)$$

Así, para calcular la fase se mide la población de los estados, las cuales están dadas por las siguientes expresiones,

$$|c_{|g,\mathbf{p}\rangle}(t_C < t)|^2 = \frac{1}{2}[1 + C \cos(\Delta\phi_g)], \quad (4.38)$$

$$|c_{|e,\mathbf{p}+\hbar\mathbf{k}_{eff}\rangle}(t_C < t)|^2 = \frac{1}{2}[1 - C \cos(\Delta\phi_e)]. \quad (4.39)$$

**CAPÍTULO 4. SISTEMA DE MODULACIÓN - TEORÍA**  
**4.5. INTERFEROMETRÍA ATÓMICA PARA GRAVIMETRÍA**

---

donde  $C$  es el contraste de la medición. Por lo tanto, del cálculo anterior, las diferencias de fases resultan en

$$\Delta\phi_g = (\phi_A - \phi_B) - (\phi_B - \phi_C), \quad (4.40)$$

$$\Delta\phi_e = (\phi_A - \phi_B + \phi_C) - \phi_B, \quad (4.41)$$

donde  $0 \leq C \leq 1$  es el contraste de la medición. No hay que olvidar que al momento de hacer la interacción átomo-campo se tiene al átomo en el potencial gravitacional. Si se considera una gravedad uniforme de  $z(t_i) = gt_i^2/2$ , el cambio de fase adicional a los pulsos de luz está dado por [45, 51]

$$\phi_A = 0, \quad (4.42)$$

$$\phi_B = k_{eff}gT^2/2, \quad (4.43)$$

$$\phi_C = k_{eff}g(2T)^2/2, \quad (4.44)$$

entonces

$$\Delta\phi_I = \Delta\phi_g = \Delta\phi_e = \phi_A - 2\phi_B + \phi_C = k_{eff}gT^2. \quad (4.45)$$

Se puede demostrar que la fase adquirida en el tiempo a oscuras  $T$ ,  $\Delta\phi_E$ , es igual a cero [45, 51]. Por lo tanto, la ecuación (5.13) nos permite determinar la aceleración gravitacional local  $g$  midiendo la razón de población del átomo a la salida del interferómetro.

Sin embargo, hay que considerar que el átomo se encuentra en caída libre, y como se ha visto el efecto Doppler está presente. Entonces si se aplica el primer pulso  $\pi/2$  con frecuencia fija  $\Delta\omega = \omega_0$  para el segundo pulso  $\pi$  el láser ya no se encontrará en resonancia, a menos que la frecuencia del láser haya cambiado a  $\Delta\omega = \omega_0 + \omega_m$  y en el tercer pulso cambie a  $\Delta\omega = \omega_0 + 2\omega_m$ , donde  $\omega_m = \mathbf{k}_{eff} \cdot \mathbf{v} = k_{eff}v_z = k_{eff}gT$ . Lo que significa que  $\Delta\omega$  tiene una dependencia en el tiempo de la forma  $\Delta\omega(t) = \omega_0 + \beta T$ . Al considerar esta corrección para la fase total se obtiene que  $\Delta\Phi$  cambia por [45, 51, 66]

$$\Delta\Phi = (\beta - \mathbf{k}_{eff} \cdot g)T^2. \quad (4.46)$$

Donde sí  $\beta = \mathbf{k}_{eff} \cdot g$  el efecto Doppler estará cancelado debido al barrido de frecuencia en el haz Raman. Entonces para obtener el valor de  $g$  se necesita escanear el valor de  $\beta$  hasta que la fase en ecuación (4.46) sea cero.

Ahora tenemos todo lo necesario para comenzar con la implementación experimental de toda la teoría que se ha desglosado en este capítulo.

## Capítulo 5

# Diseño y construcción del sistema de modulación

En el capítulo anterior vimos la teoría necesaria para la construcción del sistema de modulación. Este capítulo es una recopilación del trabajo realizado en el diseño y la construcción del sistema de modulación, el cual está compuesto por dos módulos independientes que llevan por nombre caja óptica y caja de microondas. El objetivo de la caja de modulación es la generación de múltiples haces (cuando a la entrada se tiene un solo haz) para su aplicación en experimentos de manipulación atómica, en específico se diseñó para implementarse como una componente del primer gravímetro cuántico portátil de Latinoamérica, generando las frecuencias necesarias para hacer gravimetría (haces de la MOT, molasa móvil, preparación de estados, interferometría y medición).

Este trabajo forma parte de una colaboración multi-institucional, donde el trabajo se dividió en tres partes principales: laser, cámara de vacío y sistema de modulación. Por lo tanto para comenzar hablaremos brevemente sobre el láser y la cámara de vacío.

### 5.1. Laser y Cámara de vacío

Las instituciones encargadas de realizar esta parte del aparato fueron el Cinvestav-Querétaro, ICN-UNAM y FCFM-UAS. Los dos principales requerimientos para la fabricación del láser fueron, tener al menos un ancho de línea menor a 1 MHz y una precisión en frecuencia de al menos 9 dígitos, esto significa que para las longitudes de onda en las que trabajamos requerimos una precisión del orden de cientos de KHz. Otros requerimientos importantes considerados fue tener una potencia de salida de al menos 500 mW y un diseño físico del láser en una pequeña caja para su fácil transportación. El tamaño del diseño final del láser fue de aproximadamente 15 cm de largo y de 5×5 cm en las otras dimensiones, en la figura 5.1a) se muestra el diseño del láser y en la figura 5.1b) la caja final donde va colocado el láser en comparación con la caja de modulación.

El diseño de la cámara de vacío se realizó desde cero y por lo tanto se mandaron a fabricar todas las partes necesarias, las cuales se fabricaron de acero inoxidable para poder alcanzar ultra alto vacío. Esta cámara consta de tres secciones, la sección de abajo donde

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.1. LASER Y CÁMARA DE VACÍO

---

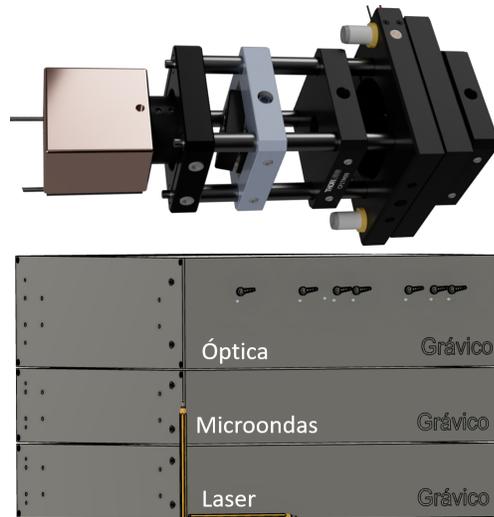


Figura 5.1: Arriba - Diseño del láser para el gravímetro. Abajo - Caja del láser junto a las cajas del sistema de modulación, óptica y de microondas. Todas en racks de 19 in.

se realizan la trampa y la molasa atómica, la intermedia donde se prepara el estado inicial y realizan las mediciones, y por último la de arriba conocida como la zona de vuelo donde los átomos realizan la secuencia de interferometría. Adicionalmente esta cámara de vacío tiene ventanas especiales por las cuales se colocan las fibras para tener acceso a los átomos. Se alcanzó un vacío de  $10^{-9}$  Torr. En la figura 5.2 se muestra el diseño de esta cámara. No obstante, esta cámara también incluye las bobinas para la generación de los campos magnéticos necesarios para el experimento.

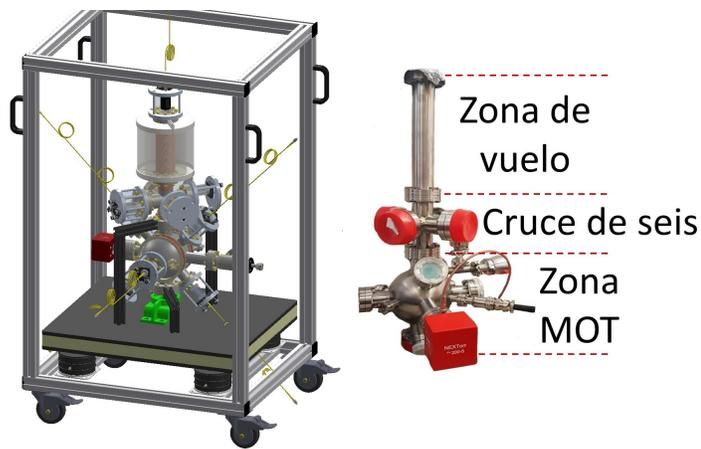


Figura 5.2: Diseño de la cámara de vacío para Gráfico.

## 5.2. Introducción - Sistema de modulación

Para realizar el diseño nos basamos en la especie atómica con la que se va a trabajar en el gravímetro, la cual es  $^{87}\text{Rb}$ . Nos fijamos en el espectro de absorción Doppler de la especie atómica (Figura 5.3) y en los niveles energéticos de la línea D2 del  $^{87}\text{Rb}$  (Figura 5.4). En

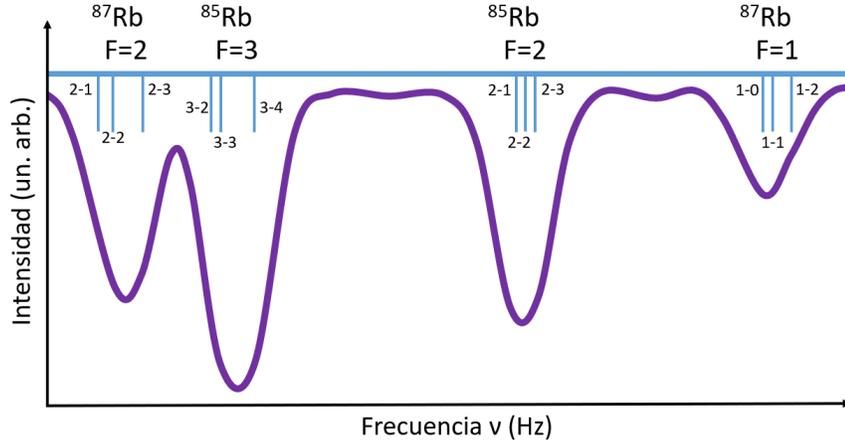


Figura 5.3: Espectro de absorción Doppler del  $^{87}\text{Rb}$  y  $^{85}\text{Rb}$ . Se indican las transiciones entre los distintos niveles hiperfinos.

el espectro de absorción mostrado en línea continua en la figura 5.3 se observan cuatro valles que corresponden a las transiciones del estado base al estado  $5P_{3/2}$  de los isotopos  $^{87}\text{Rb}$  y  $^{85}\text{Rb}$ , cada uno de estos picos consta en realidad de tres picos que corresponden a las transiciones eléctrico-dipolares permitidas para los niveles hiperfinos. Con estos niveles podemos conocer las distancias espectrales entre las transiciones, y decidir donde es mas conveniente amarrar el láser inicial para así generar, a través de la modulación, las múltiples frecuencias requeridas por el gravímetro. Para conocer la transición adecuada para el amarre del haz inicial debemos tener en cuenta las transiciones a utilizar en la secuencia del experimento, las cuales se esquematizan en la figura 5.4, y corresponden a:

- Trampa atómica, molasa fija, molasa móvil  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  y  $F = 1 \rightarrow F' = 1$
- Preparación de estado  $F = 2 \rightarrow F' = 2$  y  $F = 1 \rightarrow F' = 1$
- Pulso  $\pi$ , transición Raman para  $F = 1 \rightarrow F = 2$
- Haz de limpieza  $F = 2 \rightarrow F' = 3$
- Interferometría, transición de dos fotones para  $F = 1 \rightarrow F = 2$  en configuración  $\frac{\pi}{2} - \pi - \frac{\pi}{2}$
- Medición  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  y  $F = 1 \rightarrow F' = 1$

Estas transiciones se analizaron junto con el espectro de absorción para escoger una transición de amarre donde no hubiera frecuencias adicionales, que promovieran transiciones extra a la hora de modular nuestro laser inicial. Con este análisis se decidió amarrar en la

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN**  
**5.2. INTRODUCCIÓN - SISTEMA DE MODULACIÓN**

---

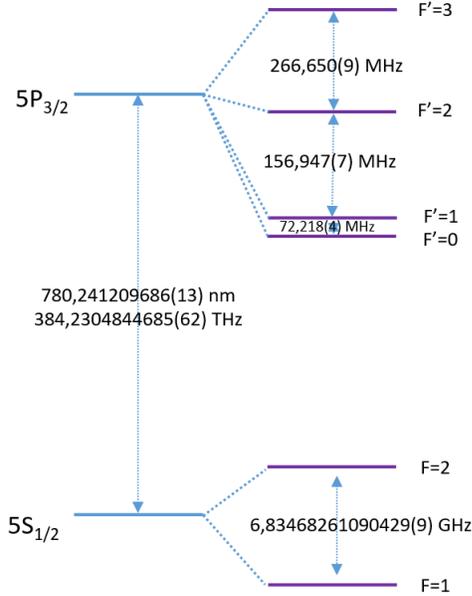


Figura 5.4: Línea D2 del  $^{87}\text{Rb}$ .

transición  $|5S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{\frac{3}{2}}, F' = 3\rangle$  del  $^{85}\text{Rb}$ , lo que nos permite una separación de pocos GHz, entre las transiciones del experimento. Así, el paso inicial de nuestro dispositivo comienza tomando como cero la transición  $|5S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{\frac{3}{2}}, F' = 3\rangle$  del  $^{85}\text{Rb}$ , para a partir de esta referencia generar las otras frecuencias de las transiciones involucradas.

Para lograr la generación de estas frecuencias vamos a utilizar dos dispositivos, un modulador electro-óptico (EOM, *Electro-optic modulator*) y un modulador acusto-óptico (AOM, *Acusto-optic modulator*). El primero de ellos es un dispositivo que permite generar bandas laterales a partir de la modulación de una frecuencia inicial ( $\omega$ ), dando como resultado múltiples frecuencias a la salida ( $\omega, \omega \pm \Omega_m, \omega \pm 2\Omega_m, \dots$ ) siendo  $\Omega_m$  la frecuencia de modulación en el rango de las microondas. Sin embargo, espacialmente estas frecuencias continúan estando en el mismo haz por lo tanto utilizamos el AOM (el cual es un dispositivo que difracta el haz incidente en diferentes ordenes de difracción) para separar espacialmente las frecuencias de salida del EOM (Figura 5.5). El diseño de la caja de modulación cuenta con estas dos componentes como dispositivos principales. Para entender un poco más acerca de ellos, detallaremos algunas de sus características importantes y explicaremos el porqué de haber utilizado ciertos modelos en particular.

Como hemos mencionado al inicio del documento, la construcción del sistema de modulación se dividió en dos, en la caja óptica y en la caja de microondas. Esto debido a que los experimentos de manipulación atómica requieren la coordinación adecuada de tanto óptica como electrónica. La caja óptica contiene todas las componentes necesarias para la manipulación del haz en el espacio libre lo que significa que aquí podemos encontrar espejos, lentes, divisores, obturadores, fibras, retardadores, etc. La caja de microondas contiene todas las componentes para generar y controlar las frecuencias involucradas en el experimento, por lo tanto, aquí podemos encontrar los sintetizadores de radiofrecuencia y



Figura 5.5: Esquema principal del funcionamiento de la caja de modulación.

microondas, los obturadores, los amplificadores, los atenuadores, el sistema de control, etc.

Una de las metas de este trabajo es utilizar las componentes mínimas posibles para reducir el costo de la caja de modulación y a su vez el del gravímetro. El contar con un solo AOM y EOM es ventajoso para el precio final de la caja, ya que el precio del EOM es el más alto en nuestra caja óptica. Esta situación es ventajosa sobre los demás gravímetros comerciales conocidos, ya que utilizan más de un EOM y AOM. Adicional a la reducción de componentes, el sistema permite implementar los haces necesarios para una fuente atómica en el gravímetro, esto es una ventaja sobre los otros gravímetros existentes debido a que el tiempo de vuelo de los átomos se duplica al tener disponible tanto la subida como la bajada de los átomos, lo que permite alcanzar la misma precisión de los gravímetros existentes, pero en un tiempo dieciséis veces menor. Esto sin considerar otras posibles fuentes de pérdida de precisión por disparo.

### 5.3. Caja Óptica

El objetivo principal de la caja óptica es la generación de siete haces con frecuencias y posiciones diferentes. Por lo tanto, en esta sección hablaremos sobre los dispositivos principales que nos llevaron a lograr este objetivo, que se encuentran dentro de la caja óptica. También hablaremos sobre cómo y porque se escogieron algunos de ellos junto con su caracterización.

#### 5.3.1. Modulador electro-óptico EOM

Un modulador electro-óptico puede ser usado para controlar la amplitud, fase, frecuencia, polarización o dirección de propagación de una onda de luz de forma eléctrica. Estos dispositivos son típicamente utilizados para la modulación externa de fuentes de luz, evitando así problemas de estabilidad en amplitud, de frecuencia y de ancho de línea asociados con la modulación directa [67]. En general, un EOM consiste de un material electro-óptico que está colocado entre un par de electrodos, así, al aplicar un voltaje entre los electrodos se genera un campo eléctrico ( $\mathbf{E}$ ) la mayoría de las veces con orientación perpendicular a la superficie de los electrodos (Figura 5.6). Este campo induce cambios en la estructura u orientación del material electro-óptico, lo que produce una modulación en el índice de re-

CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN  
5.3. CAJA ÓPTICA

---

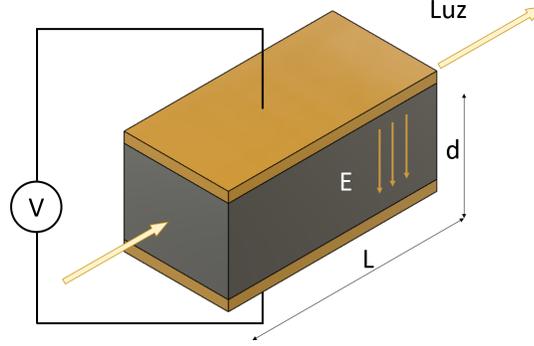


Figura 5.6: Diagrama de la composición de un EOM.

fracción o birrefringencia del material. La mayoría de estos dispositivos son fabricados con materiales como el Niobato de Litio  $LiNbO_3$ , el cual tiene un coeficiente electro-óptico alto y puede ser usado en un rango amplio de longitudes de onda. Cuando el campo eléctrico externo  $\mathbf{E}$  es aplicado al material, el índice de refracción se vuelve función de  $\mathbf{E}$  y puede ser expresado como [67, 68]:

$$n(E) = n_0 - \frac{1}{2}k_{Pockels}n^3E - \frac{1}{2}k_{Kerr}n^3E^2. \quad (5.1)$$

Si el cambio en el índice de refracción es, en su mayoría, linealmente proporcional al campo aplicado, entonces se conoce como el efecto Pockels, con:

$$n(E) = n_0 - \frac{1}{2}k_{Pockels}n^3E, \quad (5.2)$$

donde  $k_{Pockels}$  es el coeficiente lineal electro-óptico. En un modulador transversal Pockels el corrimiento en fase es función del campo eléctrico [67]

$$\phi = \phi_0 - \pi \frac{n^3L}{\lambda_0} k_{Pockels}E, \quad (5.3)$$

donde  $\phi_0 = 2\pi n_{(V=0)}L/\lambda_0$  es el corrimiento de fase natural y  $\lambda_0$  es la longitud de onda. Así, el voltaje entre los electrodos para lograr un cambio de fase  $\phi = \pi$  es llamado voltaje de media onda y puede ser expresado por:

$$V_\pi = \frac{\lambda_0 d}{n^3 k_{Pockels} L}. \quad (5.4)$$

Con esta definición es posible reescribir la ecuación (5.3) como sigue

$$\phi = \phi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi}. \quad (5.5)$$

Ahora, si consideramos un campo eléctrico de la forma  $E = E_m \sin(\Omega_m t)$  que se superpone con un campo óptico  $E_{in} = A \cos(\omega t)$  dentro del cristal electro-óptico, a la salida el campo resultante es:

$$E_{out} = A \cos[\omega t + \delta \sin(\Omega_m t)], \quad (5.6)$$

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.3. CAJA ÓPTICA

---

donde  $\delta$  es el índice de modulación y está relacionado con  $V_\pi$  mediante  $\delta = \pi \frac{V}{V_\pi}$ . Usando las ecuaciones de Bessel la ecuación anterior puede describirse como [68]:

$$E_{out} = A[J_0(\delta)e^{-i(\omega t)} + J_1(\delta)e^{-i(\omega+\Omega_m)t} + J_1(\delta)e^{-i(\omega-\Omega_m)t} + J_2(\delta)e^{-i(\omega+2\Omega_m)t} + J_2(\delta)e^{-i(\omega-2\Omega_m)t} + J_3(\delta)e^{-i(\omega+3\Omega_m)t} + J_3(\delta)e^{-i(\omega-3\Omega_m)t} + \dots], \quad (5.7)$$

cuya ecuación nos dice que tendremos como resultado de la modulación a la frecuencia inicial  $\omega$  (portadora) más bandas laterales con frecuencias  $\omega \pm \Omega_m, \omega \pm 2\Omega_m, \omega \pm 3\Omega_m, \dots$ , además predice la distribución de intensidad en función del índice de modulación  $\delta$ , para cada frecuencia.

Una característica importante que debe de cumplir el EOM adquirido, es alcanzar una razón de intensidades ( $I_{\Omega_m}/I_\omega$ ) de 1.6 veces entre la banda lateral de primer orden y la portadora (a la frecuencia de 6.834682610GHz), con este valor tenemos una cancelación de los corrimientos de luz en los niveles energéticos del átomo producidos por las bandas laterales. Lo que significa que el voltaje del campo eléctrico aplicado debe alcanzar estas intensidades en la modulación ( $\sim 0,9V_\pi$ ), para esto es importante conocer el valor de  $V_\pi$  del EOM, adicional a esto debemos verificar que module a la frecuencia deseada junto con otras características que se desglosaran a detalle en la siguiente sección.

### 5.3.2. Caracterización del EOM

El arreglo experimental para realizar todas las caracterizaciones del EOM se muestra en la Figura 5.7, donde F1 es la representación del sintetizador de microondas, la cavidad óptica es una cavidad de Fabry-Perot con rango libre espectral de 1.5 GHz y la señal obtenida por el detector se manda a un osciloscopio. Este arreglo es el que se utiliza a lo largo de esta sección.



Figura 5.7: Diagrama del montaje general para la caracterización del EOM.

### Frecuencia de modulación

En esta parte veremos que el EOM module a la frecuencia esperada. Para esto mandamos una frecuencia de modulación a 1GHz con una potencia de 17 dBm al EOM, la gráfica de la Figura 5.8 muestra el resultado obtenido en el osciloscopio al escanear la cavidad de Fabry-Perot, donde podemos observar la presencia de cuatro picos. Los picos más altos corresponden a la frecuencia del haz inicial (portadora), la cual se repite cada 1.5 GHz (debido al rango libre espectral de la cavidad óptica), el pico que se encuentra en la posición 1 GHz es la banda lateral derecha de primer orden y el que se encuentra en 0.5

## CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

### 5.3. CAJA ÓPTICA

---

GHz es la banda lateral izquierda. Este resultado es el esperado ya que la frecuencia de modulación fue de 1GHz, por lo que se esperaban ver bandas laterales a 1GHz de distancia de la portadora.

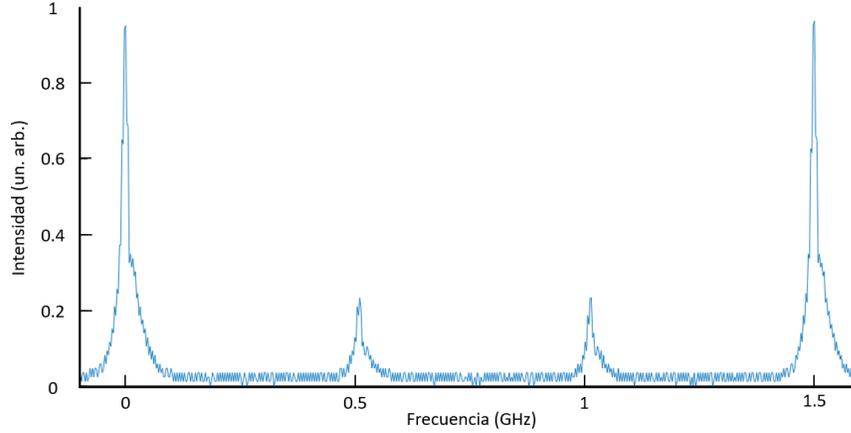


Figura 5.8: Grafica de un rango libre espectral de la cavidad óptica, donde se observan bandas laterales de primer orden.

#### $V_\pi$ a 6.8346826109 GHz

Ahora mediremos el valor de  $V_\pi$  para 6.834682 GHz (la caracterización se realiza a esta frecuencia debido a que es la separación entre los niveles hiperfinos del estado base [63], en los cuales se realizara la interferometría atómica). El pequeño cambio que se hace en el arreglo experimental es ir cambiando la potencia del sintetizador a una frecuencia fija, la variación en el resultado que se presenta es de 0 - 25.61 dBm. En la gráfica de la Figura 5.9 se pudo observar el cambio en intensidad de la portadora y las bandas laterales hasta el tercer orden. Los puntos representan las mediciones realizadas y las líneas corresponden a un ajuste en la intensidad utilizando la ecuación (5.7), donde podemos observar el cambio de intensidad previsto en dicha ecuación. Con este ajuste se obtuvo el valor del parámetro de modulación  $V_\pi$  el cual fue de  $8,23 \pm 0,20$  V. Lo que significa que si las microondas tienen este voltaje de entrada tendríamos un cambio en la fase de la onda inicial de  $\pi$ . Con esto podemos asegurar que el modulador puede dar la fracción necesaria para la interferometría (1.6), donde la potencia de interés tiene un valor aproximado de 22.9 dBm ( $P = V^2/R$ , relación entre potencia P y voltaje V, R resistencia). En este valor la banda de primer orden es 1.6 veces más grande que la portadora.

#### No linealidades

En ciertos pasos de la secuencia experimental, necesitamos mandar dos o tres frecuencias al mismo tiempo al EOM, por lo tanto, tenemos que caracterizar las no linealidades producidas por estas frecuencias. Nos referimos por no linealidades a las combinaciones entre las frecuencias de modulación, como, por ejemplo, la suma o resta entre ellas. Para comenzar esta caracterización tomaremos en cuenta dos campos eléctricos para la modulación de la forma  $E_{\Omega_1} = \delta_1 \sin(\Omega_1 t)$  y  $E_{\Omega_2} = \delta_2 \sin(\Omega_2 t)$ , entonces a la salida del cristal

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.3. CAJA ÓPTICA

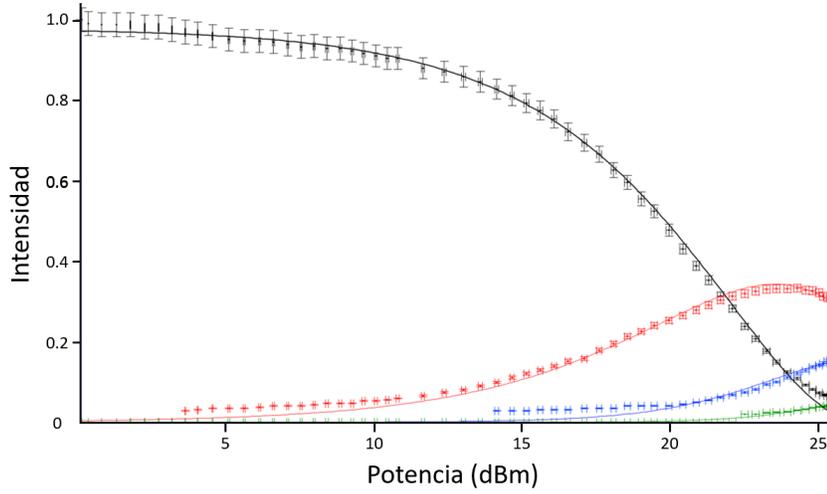


Figura 5.9: Grafica del cambio de intensidad (normalizada a la intensidad de la portadora sin modulación) en la portadora (negro) y bandas laterales de 1 (rojo), 2 (azul) y 3 (verde) orden. Los puntos corresponden a las mediciones realizadas mientras que las líneas corresponden a los ajustes para la intensidad utilizando las funciones Bessel (ecuacion 5.7).

tendríamos:

$$\begin{aligned}
 E_{out} = & A \cos(\omega t + \delta_1 \sin(\Omega_1) + \delta_2 \sin(\Omega_2)) = \\
 & A [J_0(\delta_1)J_0(\delta_2)e^{-i\omega t} + J_0(\delta_1)J_1(\delta_2)e^{-i(\omega+\Omega_1)t} + \\
 & J_0(\delta_1)J_1(\delta_2)e^{-i(\omega-\Omega_1)t} + J_0(\delta_1)J_1(\delta_2)e^{-i(\omega+\Omega_2)t} + \\
 & J_0(\delta_1)J_1(\delta_2)e^{-i(\omega-\Omega_2)t} + J_1(\delta_1)J_1(\delta_2)e^{-i(\omega+(\Omega_1+\Omega_2))t} + \dots].
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

Esta ecuación es un equivalente a la ecuación (5.7), pero ahora considerando dos campos eléctricos en la modulación, por lo tanto también nos predice la intensidad de las frecuencias resultantes de la modulación, incluyendo las no linealidades. Pero para poder calcular esta intensidad es necesario conocer el parámetro de modulación de cada frecuencia ( $\delta_1, \delta_2, \dots$ ). Por lo tanto, procedimos a calcular los parámetros para las frecuencias involucradas en la secuencia del experimento. Esto lo logramos con el mismo montaje experimental antes mencionado. Los resultados de la medición se muestran en la tabla 5.1, donde  $V_\pi = \pi V / \delta$ .

Frecuencia (MHz)	$V_\pi$ (1/V)	Error $V_\pi$
4241 ( $\Omega_1$ )	6.52	0.18
2549 ( $\Omega_3$ )	6.35	0.19
3771 ( $\Omega_2$ )	6.46	0.15
6834 ( $\Omega_R$ )	8.23	0.20

Tabla 5.1: Tabla con los parámetro de modulación para las frecuencias del experimento.

Después de realizar esta medición se procedió a mandar dos frecuencias a el EOM, variando la potencia de una de ellas y dejando fija la otra, esto con la finalidad de observar lo predicho por la ecuación (5.8). En la gráfica 5.10 se tiene la medición del cambio de

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN**  
**5.3. CAJA ÓPTICA**

---

intensidad de la no linealidad que corresponde a la suma de  $\Omega_1 + \Omega_2$  con el ajuste para la intensidad correspondiente según la ecuación (5.8) y utilizando los resultados obtenidos en la tabla 5.1.

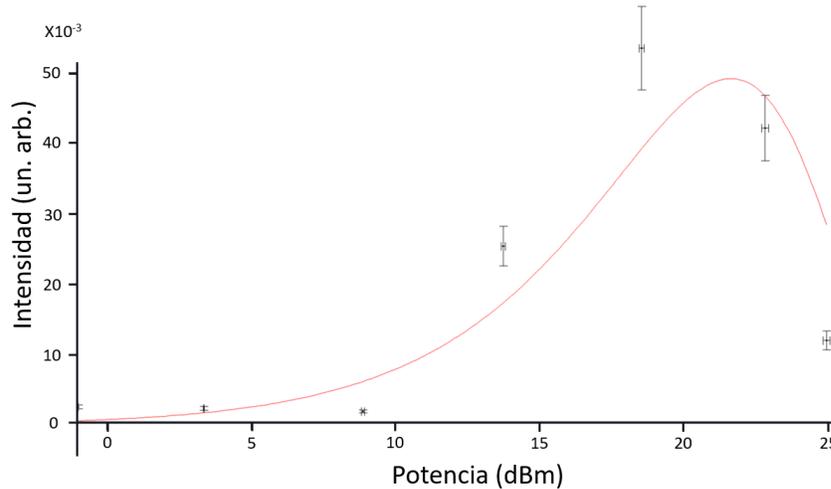


Figura 5.10: Variación de la intensidad de la banda  $\Omega_1 + \Omega_2$ , variando la potencia de  $\Omega_1$  y dejando fija la de  $\Omega_2$ .

Con esto corroboramos que podemos conocer la intensidad de cualquier no linealidad si conocemos los parámetros de modulación para cada frecuencia. En nuestro experimento, en ciertos pasos de la secuencia, vamos a tener un máximo tres frecuencias al mismo tiempo, por lo tanto, es importante saber el valor de la intensidad para cada no linealidad presente, ya que, si la intensidad de una de estas no linealidades dispersan una cantidad considerable de fotones en comparación con las frecuencias de interés, estas afectarán la medición. Para el caso de tres frecuencias aparecen muchas no linealidades, como se muestra en la figura 5.11. Esta grafica corresponde a la medición del espectro óptico en un rango libre espectral (FSR) de la cavidad Fabry-Perot, al modular tres frecuencias al mismo tiempo en el EOM, el eje vertical muestra el logaritmo de la intensidad normalizada. Pero si hacemos

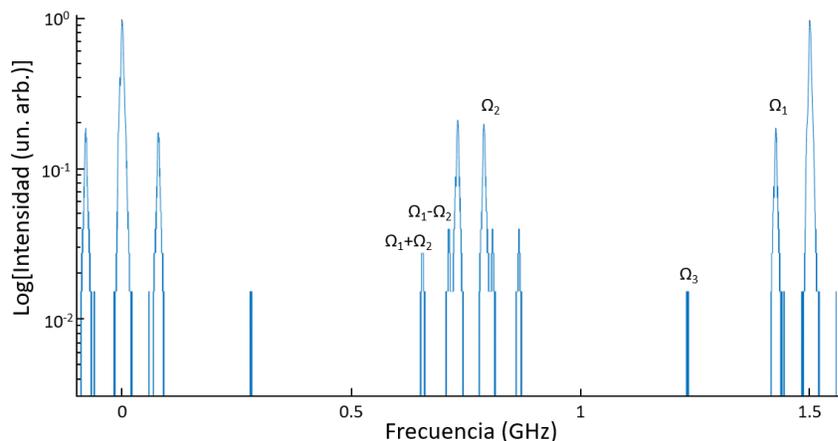


Figura 5.11: No linealidades en el espectro óptico del EOM cuando se tienen 3 frecuencias.

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.3. CAJA ÓPTICA

---

una amplificación a esta medición (figura 5.11) notamos la aparición de muchas más no linealidades y podemos notar que la intensidad de algunas de ellas es comparable respecto a la intensidad de  $\Omega_3$ . Debido a esto se realizó el análisis para calcular la dispersión de

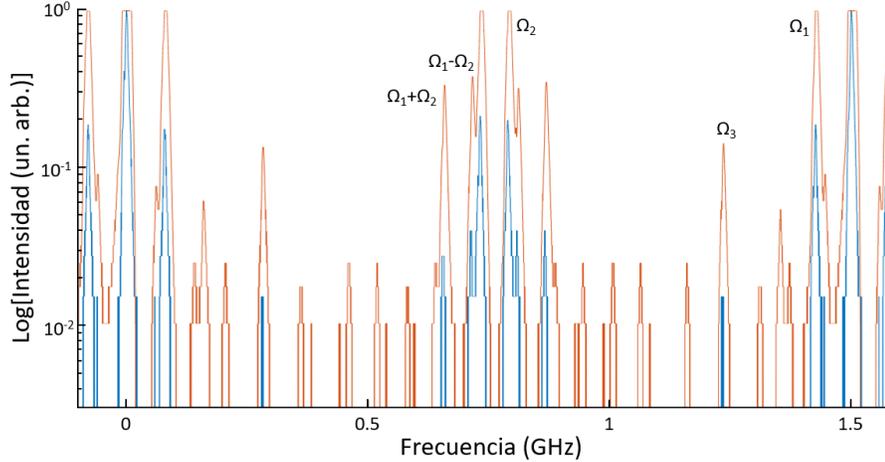


Figura 5.12: No linealidades en el espectro óptico del EOM cuando se tienen 3 frecuencias haciendo una amplificación (naranja).

fotones para cada pico, mediante un programa. Este análisis tomo como valores máximos de dispersión de fotones al correspondiente por  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$  y  $\Omega_3$ , ya que estas frecuencias son resonantes con las transiciones de interés, por lo tanto, al calcular la dispersión de cada frecuencia espuria y compararla con la de estas tres, notamos que hay un límite en la potencia de entrada donde la dispersión de mayor valor era 100 veces menor a la dispersión producida por las frecuencias de la trampa ( $\Omega_1$  y  $\Omega_2$ ) [69], este límite de potencias se muestra en la tabla 5.2.

Frecuencia (MHz)	Potencia (dBm)
$\Omega_1$	16
$\Omega_2$	16
$\Omega_3$	6

Tabla 5.2: Tabla de las potencias con las que se realizara el experimento.

El valor de 16 dBm es un máximo en nuestro calculo, lo que significa que si seguimos aumentando más la potencia vamos a llegar a un punto donde dispersaremos la misma cantidad de fotones con algunas no linealidades que con las frecuencias de interés. Entonces, si bajamos la potencia vamos a tener una fracción mayor a 100 veces en la diferencia de dispersión de fotones. Estos valores en la potencia son ajustados por la caja de microondas, que se verá más adelante.

### Resumen para el EOM

Con estas mediciones y cálculos podemos resumir que el EOM a utilizar, a) genera las bandas laterales a la frecuencia correcta, b) que encontramos las potencias adecuadas

## CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

### 5.3. CAJA ÓPTICA

---

para las frecuencias de interés donde las no linealidades no causarían problemas en el experimento y c) que podemos alcanzar la fracción de 1.6 con la frecuencia de modulación a 6.8 GHz.

#### 5.3.3. Modulador Acusto-Óptico AOM

Un modulador acusto-óptico es un dispositivo que utiliza una onda acústica en un medio guiando ondas ópticas. Usualmente estos dispositivos consisten de un generador de ondas acústicas (generalmente piezoeléctricos transductores) unido a un material óptico como el dióxido de telurio ( $TeO_2$ ), cuarzos cristalinos o silicio fundido [67]). La onda acústica aplicada influye en la distribución de densidad espacial del material óptico y por lo tanto se genera un cambio en el índice de refracción. Debido a la estructura periódica de la onda acústica la variación en el índice de refracción también es periódica y actúa como una rejilla de difracción para la onda óptica presente en el medio. La distancia de los planos de igual densidad que se repiten periódicamente está dada por [67]:

$$\Lambda = \frac{v_s}{F}, \quad (5.9)$$

donde  $v_s$  es la velocidad del sonido en el medio y  $F$  es la frecuencia del sonido. En analogía con la fórmula de la difracción de Bragg, tenemos:

$$2d \sin(\theta_B) = m\lambda \Rightarrow 2\Lambda \sin(\theta_B) = m\lambda, \quad (5.10)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz en el medio,  $d$  es el tamaño de la rejilla,  $m$  es el orden de difracción (en estos dispositivos la mayoría de las veces solo se ocupa el primer orden de difracción, por lo tanto se toma  $m=1$ ) y  $\Lambda$  es el análogo al tamaño de la rejilla de difracción aplicado al caso del AOM. Los ángulos para el criterio de interferencia constructiva se satisfacen para  $\theta_B$  que representa el ángulo de reflexión e incidencia. La intensidad de difracción en estos dispositivos cae bruscamente para ángulos que difieren ligeramente de  $\theta_B$ . Por lo general estos ángulos son pequeños, así que podemos tomar solo  $\theta_B$  en lugar de  $\sin \theta_B$ , lo que nos da

$$\theta_B = \frac{\lambda F}{2v_s}. \quad (5.11)$$

Esta fórmula calcula las separaciones entre los órdenes de difracción.

De ahora en adelante consideraremos a  $2\theta_B = \theta$ , separación entre los haces (Figura 5.13). Conocer esta separación es de gran importancia para la construcción de la caja óptica, ya que lo ideal sería tener una separación lo más grande posible entre los órdenes de difracción para obtener una mejor manipulación entre ellos. El AOM que se eligió trabaja con frecuencias donde podemos alcanzar ángulos relativamente grandes.

Un aspecto muy importante del AOM a utilizar en el sistema, es que la eficiencia del primer orden de difracción es alta, esto significa que al mandarle la frecuencia central  $F$  con el máximo de potencia nos dará una difracción del 80 % respecto al haz incidente. En la figura 5.13 se muestra un diagrama del primer orden de difracción del AOM tanto negativo como positivo. Esto es de gran importancia en nuestra caja óptica ya que se ocuparán los dos órdenes al mismo tiempo con diferentes frecuencias  $F_{\theta_1}$ ,  $F_{\theta_2}$  y  $F_{\theta_3}$ .

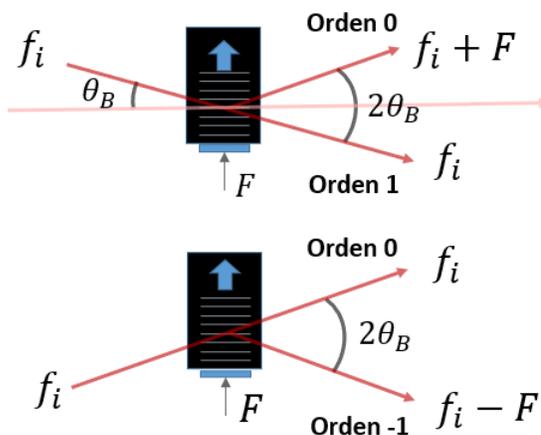


Figura 5.13: Diagrama del primer orden de difracción positivo y negativo del AOM.

#### 5.3.4. Caracterización del AOM

En esta sección nos enfocaremos en la caracterización del AOM, donde detallaremos la importancia de algunas propiedades que debe de cumplir el haz incidente de luz.

##### Divergencia del haz de salida

Una característica muy importante del AOM es que difracta el 80% del haz incidente, si adicional a la frecuencia y potencia requeridas, se tiene un perfil transversal en específico, en nuestro caso el tamaño del diámetro del haz debe de ser menor a  $150\mu\text{m}$  a  $1/e^2$ . Por lo tanto, el primer paso para la caracterización del AOM fue enfocarnos en tener un diámetro del haz incidente lo más cercano a  $150\mu\text{m}$ . Para esto nos enfocamos en el modelo de la fibra para el haz de entrada y en la lente para manipular el tamaño del haz después de salir de la fibra. La divergencia del haz a la salida de la fibra está dada por la apertura numérica del modelo del conector en el EOM. Se realizó la medición de la divergencia del haz para nuestro conector, el cual nos dio  $5,22^\circ \pm 0,22^\circ$ .

##### Perfil del haz transversal - simulación

Con el valor de divergencia obtenido anteriormente, podemos calcular el tamaño del haz a cierta distancia y con esto enfocarnos a escoger una lente para obtener el perfil transversal deseado. Por lo tanto, utilizamos el valor del ángulo obtenido para realizar un programa que simulara el perfil transversal del haz ( $W(z)$ , ecuación (2.4)) durante toda la trayectoria en la caja óptica, colocando diferentes valores para la distancia focal de la lente. Sin embargo, las lentes disponibles para utilizar fueron lentes que había en existencia en la página de Thorlabs, esto para no sobrepasar innecesariamente el presupuesto tratando de conseguir una lente exacta a un precio más elevado. Realizamos la simulación para un total de 8 lentes de las cuales se selecciono solo una ( $f$ ). Esta lente ( $f$ ) fue la que más se “acercó” al valor deseado, lo que significa que nos dio el valor de diámetro más pequeño y una longitud de Rayleigh decente (el haz se conserva colimado por una distancia grande). Que el haz mantenga un tamaño constante, en su recorrido por la caja óptica es una característica importante en nuestro trabajo ya que no queremos tener un tamaño de haz enorme a la

## CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

### 5.3. CAJA ÓPTICA

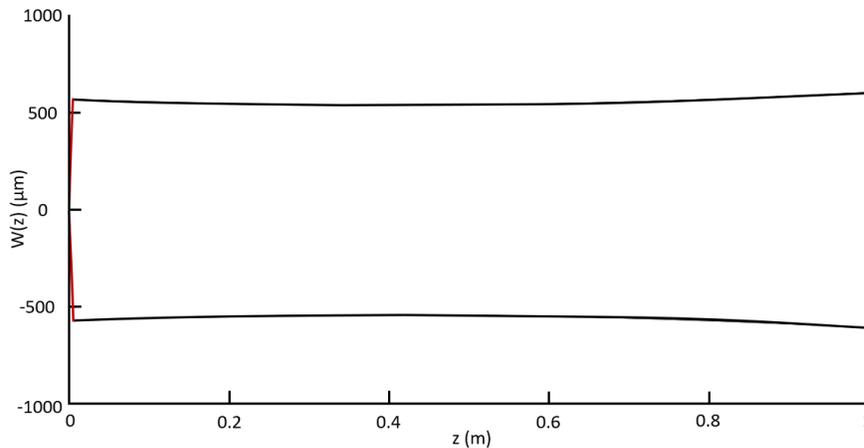


Figura 5.14: Simulación del perfil transversal del haz  $W(z)$ , utilizando la lente seleccionada ( $f$ ).

salida de la caja. Esta característica se aborda más adelante cuando hablemos del traslape entre los haces.

El resultado de la simulación puede observarse en la figura 5.14, donde la línea en rojo es la divergencia del haz a la salida de la fibra, el comienzo de la línea en negro marca la posición de la lente seleccionada y la línea en negro corresponde al perfil transversal del haz después de la lente. Podemos observar una clara colimación del perfil, teniendo una ligera cintura en 40cm desde la salida de la fibra con un valor de  $539\mu\text{m}$ . Observamos que se obtiene un valor en el tamaño del haz de 7 veces más grande que el haz requerido. Esto se eligió así por el compromiso entre el tamaño del haz y la longitud de Rayleigh, ya que había otras lentes que nos daban un diámetro más pequeño pero su divergencia era muy grande y, adicional a eso, su posición de enfoque era muy pequeña en comparación con los 40cm obtenidos. El camino total de los haces en nuestro diseño abarca una distancia promedio de 80cm.

#### Perfil del haz transversal - Medición

En esta sección medimos el perfil transversal del haz utilizando la lente  $f$ . El montaje experimental se muestra en la figura 5.15. En la simulación realizada la lente se mueve decenas de  $\mu\text{m}$ , pero en el laboratorio es muy difícil conseguir esto manualmente, por lo tanto, para aproximarnos al perfil de la simulación, colocamos una cámara en la posición de la cintura esperada (40cm desde la salida de la fibra), en esta posición buscamos una buena imagen del haz, donde no tuviéramos una saturación de intensidad. Con esto procedimos a mover la lente sobre el eje óptico hasta observar en la cámara un tamaño mínimo del haz, después, para medir el perfil transversal comenzamos a tomar fotografías de perfil en varias posiciones a lo largo del eje. La primera fotografía la tomamos a 5cm después de la lente y la última a 80cm. En seguida utilizamos un procesador de imágenes para obtener el valor de su diámetro para cada fotografía y graficamos  $W^2(z)$  vs  $z$  para obtener el ajuste del perfil transversal medido experimentalmente (círculos figura 5.16) y con ello calcular el valor de la cintura, la posición de la cintura y la longitud de Rayleigh del haz. Estos

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.3. CAJA ÓPTICA

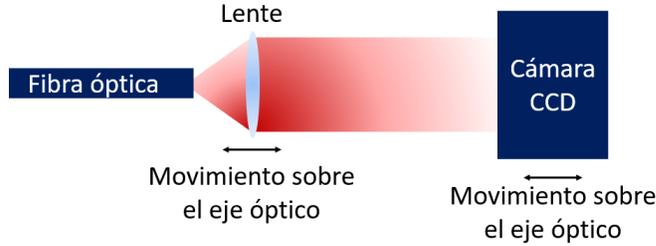


Figura 5.15: Montaje experimental par la medición del perfil transversal del haz.

resultados se muestran en la figura 5.16 donde se muestra la gráfica de  $W^2(z)$  vs  $z$ . Los

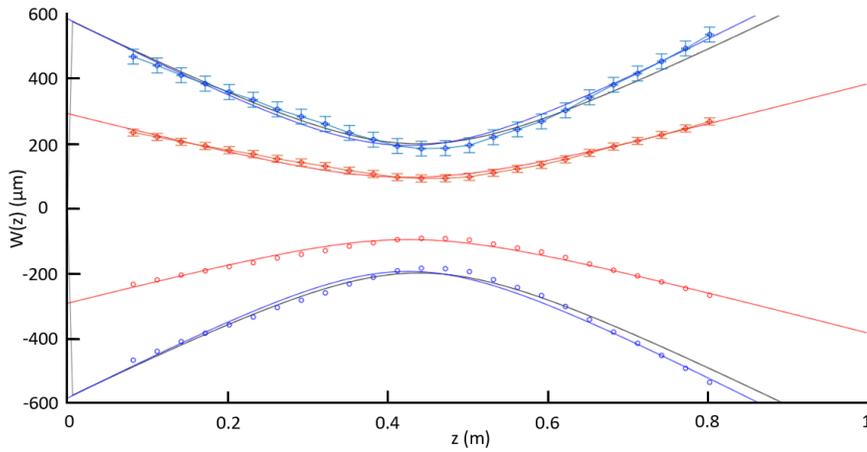


Figura 5.16: Medición del perfil transversal  $W(z)$  del haz utilizando la lente de  $f$ . Los círculos rojos representan la medición de  $W(z)$  a  $1\sigma$  y los círculos azules a  $2\sigma$ . Las cuarvas roja y azul son los ajustes teóricos respectivos y la línea negra es la curva teórica esperada.

círculos en la gráfica corresponden a las mediciones del perfil transversal del haz que se tiene montado en el laboratorio. Los puntos rojo representan el ajuste del haz a  $1\sigma$  y la línea roja representa el ajuste a los datos experimentales, del cual obtuvimos los valores de  $42,6 \pm 0,8\text{cm}$  para la posición de la cintura,  $14,8 \pm 1,5\text{cm}$  para la longitud de Rayleigh y  $96 \pm 11\mu\text{m}$  ( $1/e^2$ ) para la cintura. Los puntos en azul representan las mediciones del perfil transversal del haz a  $2\sigma$  y la línea azul corresponde al ajuste de los datos, el cual nos dio  $42,5 \pm 0,8\text{cm}$  para la posición de la cintura,  $14,9 \pm 1,5\text{cm}$  para la longitud de Rayleigh y  $194 \pm 23\mu\text{m}$  ( $1/e^2$ ) para la cintura. La curva en negro corresponde a una simulación teórica que se realizó. La curva esperada en realidad era la curva de la gráfica 5.14, pero al realizar el experimento y comparar la simulación teórica con el resultado experimental, nos dimos cuenta de que el haz tiene dos valores diferentes para la cintura en la misma posición, situación de la cual no fuimos consientes hasta obtener los resultados experimentales. Sin embargo, el perfil obtenido en el experimento muestra una cintura 2.6 veces mas grande de lo requerido (en comparación con las 7 veces más grande de la figura 5.14) y la divergencia del haz resulto ser lo suficientemente pequeña para tener un tamaño de haz del mismo orden que la simulación anterior para la distancia final del camino óptico (80cm). El valor del diámetro que obtuvimos es de aproximadamente  $400\mu\text{m}$ . Pero, si queremos tener el máximo

de intensidad para el primer orden de difracción, debemos acercarnos más al tamaño de cintura requerido.

### Telescopio cilíndrico

Para hacer el haz más pequeño en la posición donde vamos a colocar el AOM, se propuso montar un telescopio de lentes cilíndricas. Como hemos mencionado nuestro diseño ocupa los órdenes de difracción negativo y positivo, lo que significa que el haz inicial se dividirá en dos caminos y el AOM quedará a diferente distancia para cada camino. A uno de los caminos le llamaremos horizontal y al otro vertical. El montaje experimental se observa en la figura 5.17.

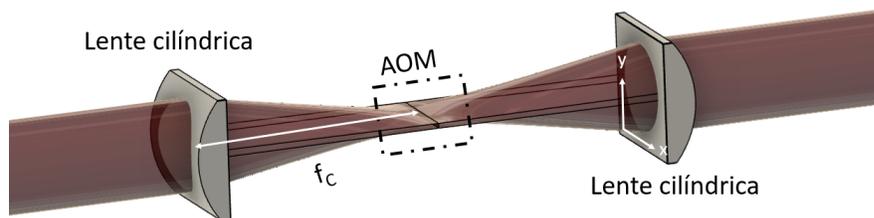


Figura 5.17: Arreglo de lentes cilíndricas en el camino óptico para reducir el tamaño del haz en el eje  $y$ .

Antes de realizar el montaje, realizamos nuevamente un programa que simula el perfil transversal del haz colocando el telescopio cilindro, este programa nos ayudó a escoger de nuevo las lentes adecuadas para lograr el objetivo. Las lentes que se escogieron tienen una distancia focal de  $f_c$ . Estas lentes se colocaron en cierta orientación para afectar solamente el tamaño del haz sobre el eje  $y$ . En la figura 5.18 mostramos el perfil transversal del haz en el eje  $y$  y obtenido por la simulación.

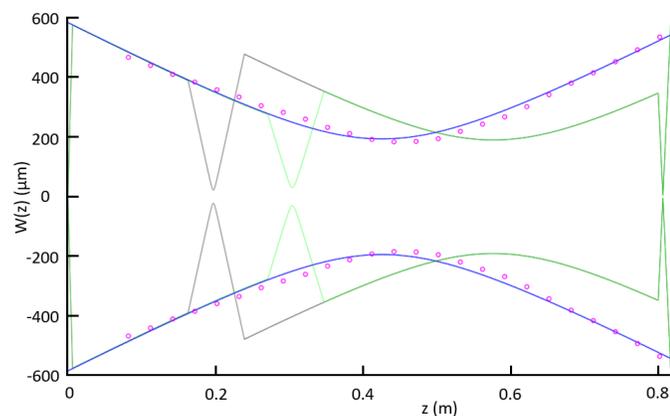


Figura 5.18: Simulación del perfil transversal del haz en el eje  $y$  y añadiendo el telescopio cilíndrico. Los círculos en rosa corresponden a la medición de  $W(z)$  a  $2\sigma$  y la curva azul es su ajuste teórico. La línea en negro (verde) representa  $W(z)$  sobre el eje  $y$  y para el camino vertical (horizontal).

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN  
5.3. CAJA ÓPTICA**

---

La curva azul es el perfil transversal del haz sin las lentes cilíndricas, los puntos rosas son los datos experimentales, que se midieron en la sección anterior. La curva en negro representa el perfil con las lentes cilíndricas para el camino vertical, donde se espera tener un mínimo de cintura de  $22\mu m$  en el eje y, lo que nos da un diámetro de  $44\mu m$  a  $19.75\text{cm}$  de la fibra y la curva verde representa el camino horizontal, donde se espera obtener  $60\mu m$  en el eje y a  $30.25\text{cm}$  de la fibra. Las mediciones del perfil colocando estas lentes fue imposible de hacer debido a que la distancia entre estas lentes es muy pequeña y adicional a esto el AOM se encuentra entre ellas. La forma correcta para saber la posición de estas lentes al momento de colocarlas fue observar a que posición teníamos el máximo de intensidad para el primer orden de difracción.

Estos resultados nos dan el tamaño del haz para cada camino y con esto podemos calcular el área que abarca el haz en el cristal. Para el camino vertical tenemos un “rectángulo” de aproximadamente  $704\mu m \times 44\mu m$  lo que nos da un área de  $30,976 \times 10^{-3} \text{mm}^2$ . Y para el camino horizontal tenemos  $504\mu m \times 60\mu m$  que equivale a un área de  $30,240 \times 10^{-3} \text{mm}^2$ . El cristal tiene un límite de intensidad para la onda óptica que se está aplicando, este límite es de  $5W/\text{mm}^2$ . Entonces con estos datos podemos calcular la intensidad máxima que los haces deberían de tener, este valor se encuentra alrededor de  $150\text{mW}$ .

**Ángulos de difracción**

Otra característica importante en el AOM fue medir los ángulos de separación correctos para cada una de las frecuencias con las que se va a trabajar. Estas frecuencias son  $F_{\theta_1}$ ,  $F_{\theta_2}$  y  $F_{\theta_3}$ . Y además conocer el traslape que se tiene de estos haces. Para comenzar con la medición de los ángulos, tomamos en cuenta la ecuación (5.11), que nos ayuda a predecir los ángulos esperados de separación. En la tabla 5.3 se encuentran los valores teóricos obtenidos. En la figura 5.19 se muestra el montaje experimental para calcular los ángulos.

Frecuencia (MHz)	Ángulo teórico
$F_{\theta_1}$	3.19
$F_{\theta_2}$	3.72
$F_{\theta_3}$	4.25

Tabla 5.3: Valores teóricos de los ángulos de separación del AOM para diferentes frecuencias.

En estas mediciones medimos la cintura del orden cero y del primer orden de difracción para  $F_{\theta_1}$ ,  $F_{\theta_2}$  y  $F_{\theta_3}$  a diferentes distancias desde el AOM, esto lo realizamos midiendo continuamente el eje x, esto significa que al pasar de un orden al otro seguíamos llevando la medición de la distancia recorrida, aunque no hubiera haz, esto para conocer la posición central de cada uno de los órdenes. La técnica que se utilizo es conocida como filo de navaja, donde partir de la derivada de la potencia medida se obtienes el perfil gaussiano del haz. Las distancias (d) utilizadas fueron 6 y 12 cm, estas se tomaron desde el centro del AOM a la hoja que va tapando el haz. Las mediciones obtenidas se muestran en la imagen 5.20, donde podemos observar la distancia del haz de orden cero ( $^{\circ}0$ ) respecto al orden uno para las diferentes frecuencias ( $^{\circ}F_{\theta_1}$ ,  $^{\circ}F_{\theta_2}$  y  $^{\circ}F_{\theta_3}$ ), el resultado mostrado es a una distancia de 6 cm desde el centro del AOM. El valor promedio de las cinturas fue de  $95 \pm 1\mu m$  a

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.3. CAJA ÓPTICA

---

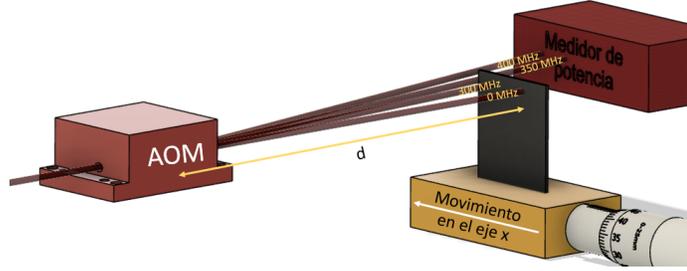


Figura 5.19: Montaje experimental para conocer  $\theta$  a diferentes frecuencias.

$1\sigma$ . Las distancias entre cada orden se tomaron desde el valor central de la gaussiana, a

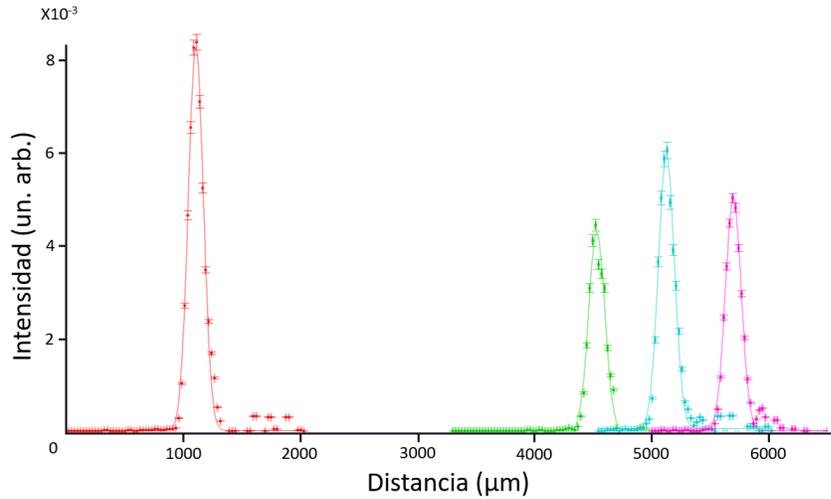


Figura 5.20: Graficas con la medición de  $\theta$ .

partir del  $0^\circ$ . Así  $\Delta_{0^\circ-^\circ F_{\theta_1}} = 3435,02 \pm 1,43\mu m$   $\Delta_{0^\circ-^\circ F_{\theta_2}} = 4031,52 \pm 1,82\mu m$   $\Delta_{0^\circ-^\circ F_{\theta_3}} = 4608,67 \pm 1,46\mu m$ . Con estos valores podemos considerar la formación de un triángulo rectángulo entre el  $0^\circ$  y los demás órdenes para calcular los ángulos deseados. El resultado promedio que se obtuvo para los ángulos de separación se muestra en la tabla 5.4. Donde podemos observar que estos valores son muy parecidos a los obtenidos teóricamente por la ecuación (5.11).

Frecuencia (MHz)	Ángulo	Error
$F_{\theta_1}$	3.24	0.04
$F_{\theta_2}$	3.80	0.05
$F_{\theta_3}$	4.35	0.05

Tabla 5.4: Valores experimentales de los ángulos de separación del AOM para diferentes frecuencias.

Otro detalle importante obtenido de la separación entre ordenes es el traslape que se tiene entre ellos. El valor obtenido entre la separación de los ordenes  $^\circ F_{\theta_1}$ ,  $^\circ F_{\theta_2}$  y  $^\circ F_{\theta_3}$  es de aproximadamente  $6\sigma$ . Esto es que a 6 cm podríamos separar los hacer con una tolerancia

## CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

### 5.3. CAJA ÓPTICA

---

de  $3\sigma$ , lo que significa que estaríamos tomando aproximadamente el 95 % de cada haz en su camino respectivo y el otro 5 % se estaría traslapando con el camino del siguiente haz. Cabe resaltar que esto sucede con las cinturas obtenidas a  $6\text{cm}$ , pero a  $12\text{cm}$  tenemos una separación de  $7,8\sigma$  lo que significa que tenemos más libertad para separar los haces. En nuestro diseño se consideró separar los haces a una distancia de  $26\text{cm}$  para el camino vertical y  $15\text{cm}$  para el camino horizontal, que según los resultados obtenidos en la figura 5.18, tenemos tamaños diferentes de cintura. Pero al hacer los cálculos correspondientes basándonos en esta gráfica (figura 5.18) y conociendo los ángulos experimentales obtenemos un traslape del 4 % en el camino horizontal y menor al 4 % en el vertical.

#### Resumen del AOM

Con las caracterizaciones realizadas al AOM llegamos a la conclusión de que cumplimos con los requisitos para difractar la mayor cantidad de luz incidente, esto es, obtuvimos el tamaño de haz requerido para difractar el 80 % de la luz, la potencia de la radiofrecuencia es de aproximadamente  $1.5\text{W}$ . También demostramos que la separación entre cada orden de difracción es menor al 4 %.

#### 5.3.5. Diseño de la caja óptica

El diseño de la caja óptica comienza considerando una placa de aluminio donde colocamos las componentes ópticas. En esta placa se realizó un boceto del camino que el haz debería seguir para dividirse en los 7 haces finales. Obtener las mediciones en los ángulos de difracción de cada frecuencia fue una característica esencial para elaborar el diseño de la placa, ya que para cada frecuencia tengo un ángulo diferente y por lo tanto un camino diferente. Esto quiere decir que puedo tener hasta seis caminos diferentes utilizando las tres frecuencias con sus órdenes de difracción positivo y negativo. Como anécdota la primera vez que realice el diseño considere la ecuación (5.11) con un índice de refracción adicional, lo que me dio ángulos totalmente diferentes a los reales y como resultado obtuve un primer diseño erróneo. Pero en cuanto llego el AOM al laboratorio, medimos los ángulos de separación para hacer las correcciones necesarias en el diseño de la placa.

Una vez que obtuve el valor de ángulos correcto procedí a realizar el diseño de la placa óptica que se observa en la figura 5.21. En esta placa observamos la guía para el montaje de componentes ópticas como espejos, retardadores, lentes, divisores, fibras y el AOM.

El haz inicial en nuestra placa se divide en dos caminos (horizontal y vertical). Uno de estos caminos llega al AOM para difractarse en el orden positivo (vertical) y el otro en orden negativo (horizontal). Del lado de la difracción negativa, utilizamos las tres frecuencias  $F_{\theta_1}$ ,  $F_{\theta_2}$  y  $F_{\theta_3}$ . En particular  $F_{\theta_1}$  se utiliza para hacer la secuencia de interferometría,  $F_{\theta_2}$  para tres de las cinco componentes de la trampa atómica y  $F_{\theta_3}$  para la medición y preparación de estado. Del lado de la difracción positiva, utilizamos  $F_{\theta_2}$  y  $F_{\theta_3}$ , donde  $F_{\theta_2}$  es para las otras dos componentes de la trampa atómica restantes y  $F_{\theta_1}$  se utiliza también para medición y preparación de estado. Con esta separación ajustamos los caminos que toma el haz para obtener a la salida de 7 haces finales. Esta descripción se muestra en el diagrama general de la placa óptica (figura 5.22).

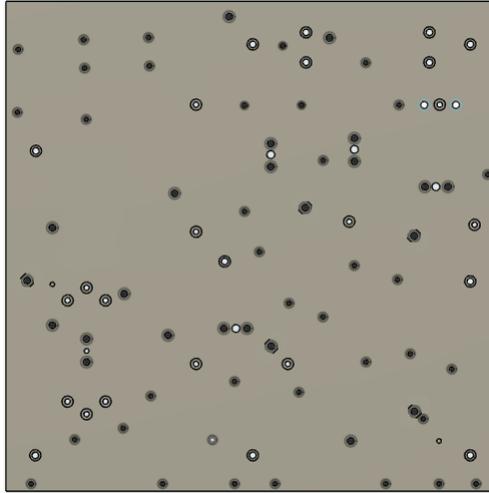


Figura 5.21: Diseño 7 de la placa óptica para el montaje de componentes ópticas. El dibujo muestra las posiciones de las perforaciones que se le hicieron a la placa para el montaje de las distintas componentes.

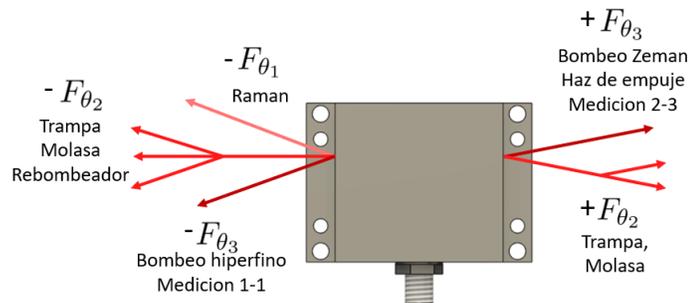


Figura 5.22: Diagrama de la división del haz para cada frecuencia del experimento.

### Frecuencias del experimento

Lo siguiente es una breve explicación de las frecuencias necesarias para el experimento y como se piensan implementar para que el AOM logre la generación de 7 haces diferentes. En la figura 5.23 observamos un diagrama de las frecuencias involucradas en el experimento y en qué orden del AOM serán difractadas. Aquí observamos el espectro de absorción Doppler del  $Rb$  y como se mencionó en la sección 5.2, elegimos amarrar el láser en la transición  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  del  $^{85}Rb$ , por tanto, esta transición será el cero de referencia para la generación de las frecuencias.

Iniciamos con la descripción de las frecuencias necesarias para la creación de la trampa magneto atómica, *MOT*. Para esto tomamos la transición cíclica  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ , donde etiquetamos a la frecuencia como  $\nu_{2-3}$ . Es necesario considerar también la transición de  $F = 1 \rightarrow F' = 1$ , debido a que el átomo tiene una cierta probabilidad de caer al nivel  $F = 1$ , por lo que, añadiendo esta transición nos aseguramos de que el átomo regresa a  $F = 2$ , esta frecuencia la etiquetamos como  $\nu_{1-1}$ . Pero para crear la *MOT* se tiene que desintonizar

CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN  
5.3. CAJA ÓPTICA

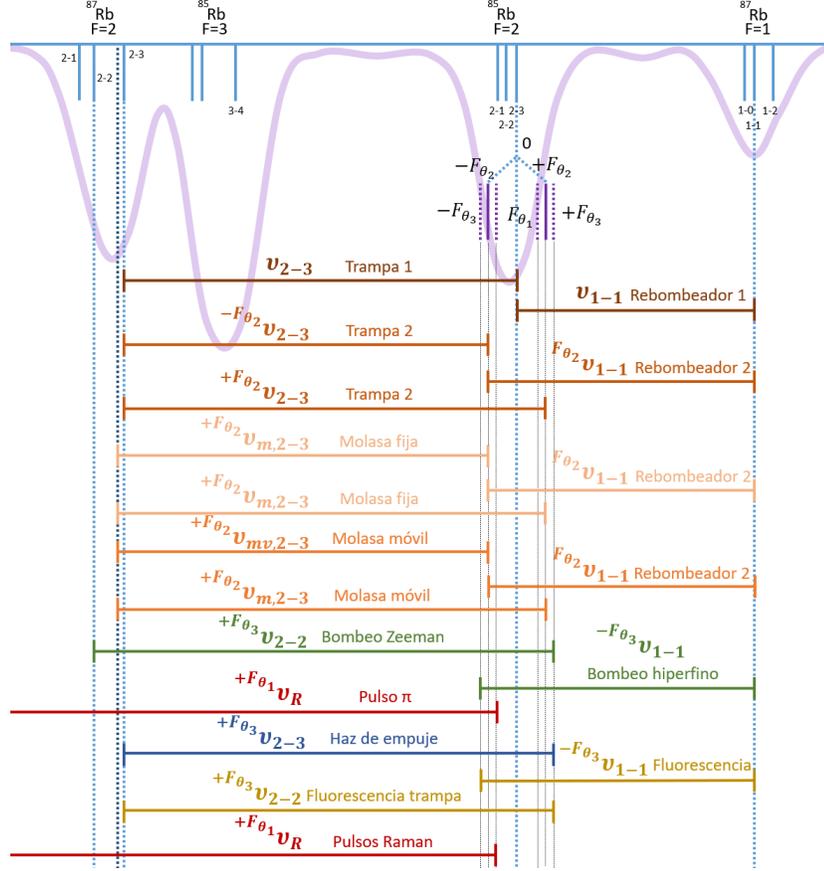


Figura 5.23: Diagrama de las frecuencias en experimento para la elaboración del diseño de la placa óptica.

la transición  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  y adicional a eso se le debe sumar y restar  $F_{\theta_2}$  para poder pasar a través del AOM sin afectar la frecuencia total. Así las frecuencias resultantes para la MOT son de  $+F_{\theta_2}\nu_{2-3}$ ,  $-F_{\theta_2}\nu_{2-3}$  y  $+F_{\theta_2}\nu_{1-1}$ . En la figura 5.23 se muestran dos etiquetas para la MOT, trampa 1 y trampa 2, debido que en la secuencia experimental llevaremos a cabo dos trampas, una con el orden cero del AOM y otra con el orden  $\pm F_{\theta_2}$ .

Para la creación de la molasa se toman las mismas transiciones y frecuencias que para la MOT solo que en el caso de  $\nu_{2-3}$  se desintonizara un poco más, debido que para enfriar más allá del límite Doppler se debe tener una desintonía mayor que  $\gamma$ . La molasa también ocupara los órdenes de difracción de  $\pm F_{\theta_2}$ , por lo tanto, quedan en  $+F_{\theta_2}\nu_{m,2-3}$  y  $-F_{\theta_2}\nu_{m,2-3}$ ,  $\nu_{1-1}$  queda con el valor utilizado para la MOT. Adicional a esto creamos una molasa móvil (aventamos los átomos hacia arriba, fuente atómica). Para esto desintonizamos un poco más la frecuencia  $\nu_{2-3}$  para lograr la velocidad deseada (apéndice A). Esta frecuencia se suma a  $-^{350}\nu_{m,2-3}$  que resulta en  $-^{350}\nu_{mv,2-3}$ , cuya frecuencia corresponde a los haces que van hacia arriba en nuestra configuración de trampa.

Las siguientes frecuencias por calcular son las que corresponden a la preparación de estado, es este caso necesitamos dos frecuencias, una para el bombeo óptico hiperfino y

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.3. CAJA ÓPTICA

---

otra para el bombeo óptico Zeeman. Las frecuencias son  $\nu_{2-2}$  (bombeo Zeeman) y  $\nu_{1-1}$  (bombeo hiperfino) que corresponden a las transiciones  $F = 2 \rightarrow F' = 2$  y  $F = 1 \rightarrow F' = 1$  respectivamente. Para este caso utilizamos el primer orden de difracción del AOM con la frecuencia  $\pm F_{\theta_3}$ , por lo tanto las frecuencias quedan en  ${}^{+F_{\theta_3}}\nu_{2-2}$  y  ${}^{-F_{\theta_3}}\nu_{1-1}$ .

Después de preparar el estado inicial comenzamos el proceso de interferometría, el cual incluye una selección de velocidades para obtener una distribución de velocidades aún más delgada. Este proceso consiste en realizar un pulso  $\pi$  seguido de un haz de limpieza (apéndice B). Las transiciones Raman se hacen en la transición  $F = 1 \leftrightarrow F = 2$ , donde la frecuencia de separación entre estos dos niveles es de  $\nu_R$ . El objetivo de mandar un haz de limpieza es quitar los átomos cuya velocidad no es deseada. Este haz de limpieza se encuentra en la transición de  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  con el orden  $+F_{\theta_3}$  del AOM, esto significa que la frecuencia final es de  ${}^{+F_{\theta_3}}\nu_{2-3}$ .

Por último, para realizar la medición utilizamos las frecuencias correspondientes a las transiciones  $F = 1 \rightarrow F' = 1$  y  $F = 2 \rightarrow F' = 3$ . La primera de ellas la utilizamos con el orden de  $-F_{\theta_3}$  y la segunda con  $+F_{\theta_3}$ , de las cuales obtenemos frecuencias finales de  ${}^{-F_{\theta_3}}\nu_{1-1}$  y  ${}^{+F_{\theta_3}}\nu_{2-3}$ .

Estas frecuencias son las que necesitamos generar para mandar al EOM y asignándoles un orden de difracción en el AOM para obtener la frecuencia de interés, lo que nos permite separar estas múltiples frecuencias en diferentes posiciones espaciales.

### Retardador de Calcita

El diseño de la placa óptica contiene un retardador muy especial que será utilizado en la generación de los pulsos Raman. Este elemento lo implementamos debido a que como hemos visto en la sección 5.3.1, el EOM produce múltiples bandas laterales dependiendo de la potencia que se le ponga (en este caso la potencia será de 22.9 dBm). Para la parte de las transiciones Raman estamos interesados en tener únicamente el par de haces  $\omega_0$  y  $\omega_0 + \Omega_R$ , con el cual lograremos una transición de dos fotones. Si consideramos las frecuencias de salida del EOM sin retardador, tendríamos varios pares  $\omega_{-1}\omega_0$ ,  $\omega_0\omega_{+1}$ ,  $\omega_{-2}\omega_{-1}$  y  $\omega_{+1}\omega_{+2}$ , cuya intensidad sería de importancia en el experimento. Entonces estamos interesados en eliminar las bandas laterales cercanas a las deseadas, las cuales son  $\omega_0 - \Omega_R$  y  $\omega_0 + 2\Omega_R$  (Figura 5.24). Para lograr esto, necesitamos escoger el tamaño adecuado para el cristal, para esto utilizamos la siguiente ecuación [70]:

$$\Delta\theta = \frac{BL\omega}{c} \quad \Rightarrow \quad L = \frac{c}{B\nu}, \quad (5.12)$$

donde  $B$  es el valor de la birrefringencia del cristal. En este caso es calcita y tiene un valor de  $B = 0,1841$  [70] y  $\nu = 3 \times 6,8346826109$  GHz, lo que nos da una longitud de  $L = 7,940$  cm. Sin embargo, es difícil conseguir cristales de ese tamaño, así que compramos dos con un tamaño de  $L/4 = 19,85$ mm para hacer doble paso en los cristales. En la figura 5.25 se muestra la configuración en doble paso utilizando los dos cristales, la parte en gris y en blanco alrededor de los cristales son monturas para su mejor manipulación y funcionamiento. La sección en blanco representa un aislamiento térmico para controlar cambios en la longitud de los cristales.

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.3. CAJA ÓPTICA

---

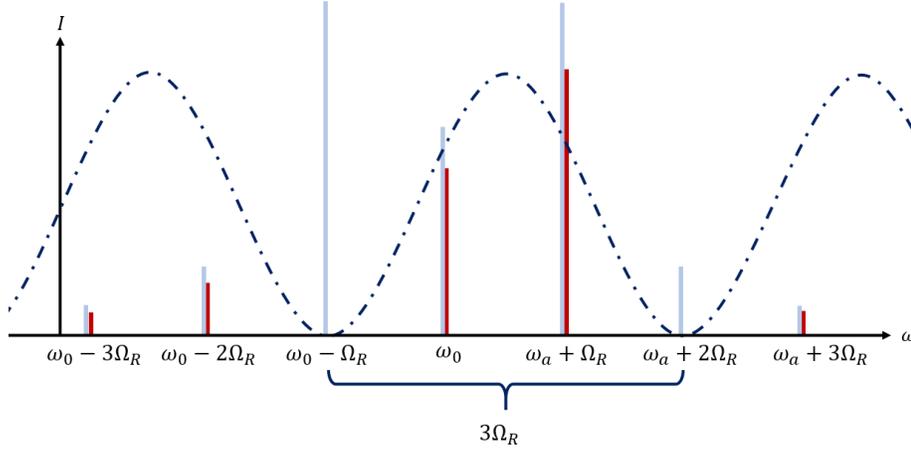


Figura 5.24: Representación de la modulación del EOM. Las líneas azules corresponden al espectro del EOM sin la calcita, las rojas corresponden al espectro después de pasar por la calcita, la curva punteada corresponde a la visibilidad de cristal. El factor de modulación  $\delta$  es tal que la banda lateral de primer orden es 1.6 más grande que la portadora

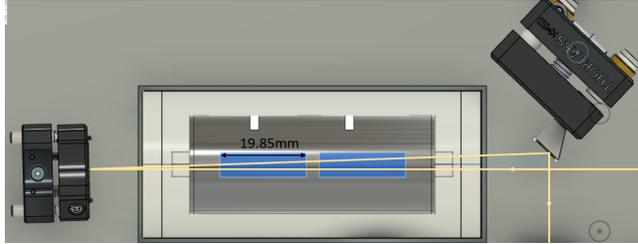


Figura 5.25: Montaje de la calcita en doble paso.

La caracterización de los cristales consistió en obtener la curva de visibilidad esperada en la figura 5.24, donde los ceros de la curva se encuentren en  $\omega_0 - \Omega_R$  y  $\omega_0 + 2\Omega_R$ . Para esto se demostró que la distancia entre mínimos fuera de  $3\Omega_R = 20,504047GHz$  y que la supresión en el mínimo de la curva fuera al menos 100 veces menor en comparación al pico sin el cristal.

Lo primero en demostrar fue la distancia entre los mínimos de la curva de visibilidad. Para esto hay que tomar en cuenta que la calcita debe colocarse a un ángulo de  $45^\circ$  respecto al eje óptico para tener un cambio en la polarización. Si el cristal se deja a  $0^\circ$  no veríamos ningún cambio y es como si el cristal no estuviera. El montaje experimental para realizar esta caracterización se muestra en la figura 5.26 donde mandamos el haz inicial con polarización horizontal que al salir de la calcita cambia su polarización, después este incide sobre un divisor de haz polarizante para dividir el camino en dos, donde uno de ellos ira a un fotodetector para ver la gráfica de visibilidad de la componente de polarización vertical y el otro camino ira a una cavidad óptica para conocer el rango de frecuencias sobre el que se está escaneando el láser. La grafica que se obtiene de los dos fotodetectores se muestra en la figura 5.27, donde después de procesar los datos se obtuvo un valor de mínimo a mínimo, en la gráfica de visibilidad, de  $20,1 \pm 1,4GHz$ .



**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN**  
**5.3. CAJA ÓPTICA**

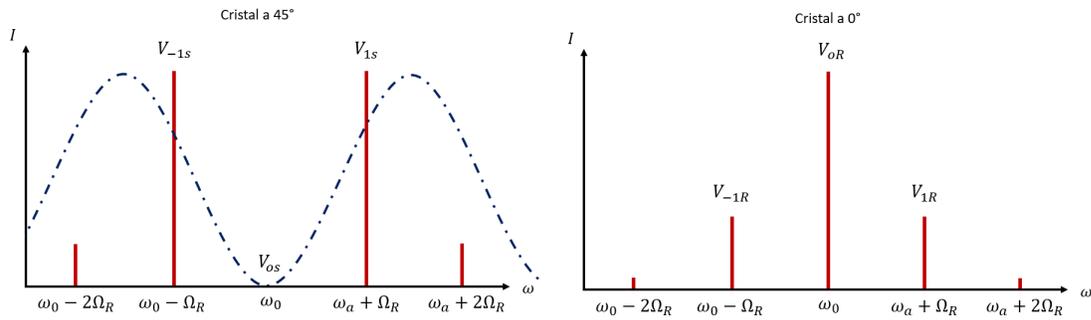


Figura 5.28: Grafica para la medición de la supresión de las bandas laterales debido a la calcita.

piezoeléctrico funciona con un rango de voltajes de 0-75V, en cero se encuentra en su posición de reposo y en 75V se expande una cierta cantidad máxima. Por lo tanto, nos gustaría saber el tiempo que tarda en pasar de 0-75V.



Figura 5.29: Secuencia a seguir por el obturador de piezoeléctrico.

Antes de enfocarnos en la medición, sabemos que la secuencia de prendido y apagado de los pulsos Raman duran 1 o 2 ms (Figura 5.29, donde la parte azul corresponde al prendido y apagado ideal del haz mientras que la línea amarilla es lo que se esperaría haga el obturador de piezoeléctrico) por lo tanto esperamos que el obturador pueda alcanzar estos tiempos.

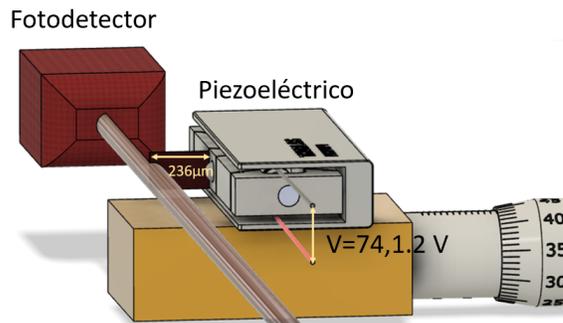


Figura 5.30: Montaje experimental para medir la distancia y tiempo del obturador de piezoeléctrico.

Sabemos por las especificaciones del dispositivo que al cambiar el voltaje de 0-75V el piezoeléctrico se mueve más de  $200\mu m$ , queremos verificar experimentalmente la distancia a la que se mueve y cuánto tiempo toma en hacer ese movimiento. Esto para saber a qué tamaño de haz sería posible tener obturaciones de tiempo cercanas a 1ms.

El montaje experimental de la medición se muestra en la figura 5.30, donde utilizamos

## CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

### 5.3. CAJA ÓPTICA

nuevamente el método de filo de navaja para medir la cintura del haz respecto a una diferencia de voltaje. Para esto, utilizamos dos voltajes de referencia 1.2 y 74 V, donde se midió la intensidad para cada voltaje mientras se avanzaba sobre el eje x, esta medición se hizo a lo largo de 3mm. El resultado obtenido se muestra en la figura 5.31a) donde la curva roja representa la medición de la intensidad al voltaje de 1.2V y la curva negra a 74 V. Después diferenciamos esta curva para conocer la posición del centro de cada haz gaussiano y tener conocimiento de la distancia de obturación entre 1.2 y 74V, la cual resultado ser de  $236 \pm 27 \mu\text{m}$ .

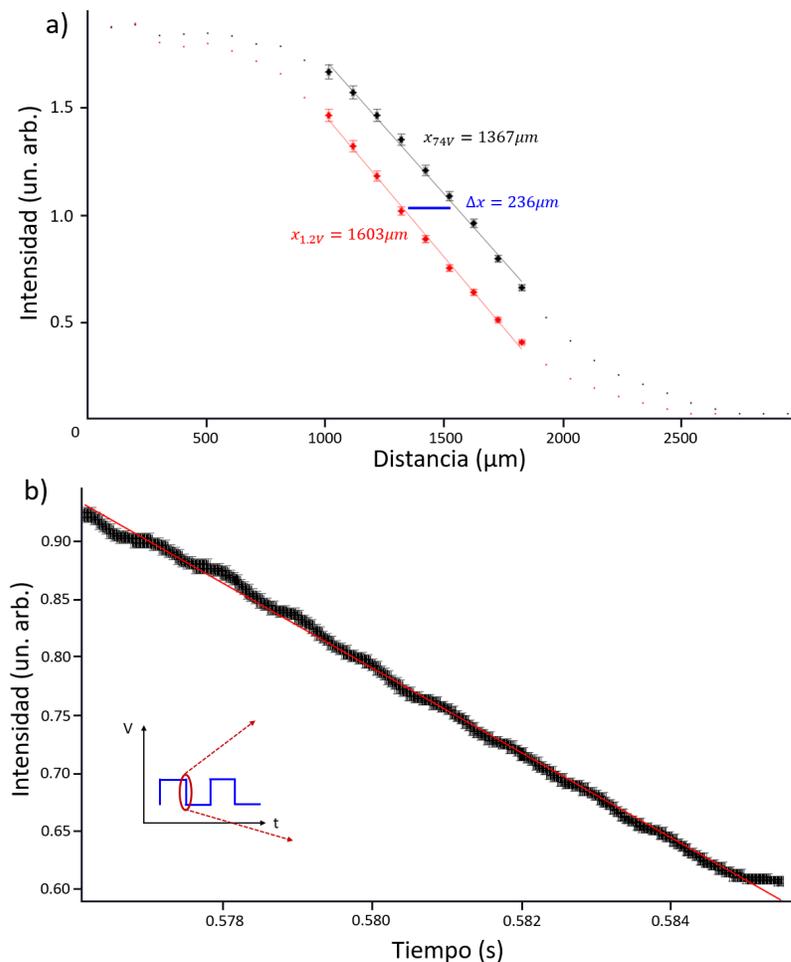


Figura 5.31: Resultados de la medición para calcular la velocidad a la que se mueve el piezoelectrico. a) Muestra la medición del desplazamiento cuando cambiamos de 1.2V (puntos rojos) a 74V (puntos negros), las líneas corresponden a los ajustes lineales. b) Los puntos en negro muestran la medición del tiempo que tarda en pasar de 1.2V a 74V, la línea en rojo muestra su ajuste teórico.

Ahora para conocer el tiempo que tarda en hacer este desplazamiento se midió el cambio de intensidad respecto al tiempo (Figura 5.31 b), enfocándonos en la sección donde la curva cambia de voltaje. A estos datos se les realizó un ajuste lineal para conocer el

## CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

### 5.3. CAJA ÓPTICA

cambio del voltaje respecto al tiempo  $V = m_2t + b_2$ . También a las curvas en la gráfica 5.31a) se les hizo un ajuste lineal para conocer el cambio de voltaje respecto a la posición  $V = m_1x + b_1$  y así poder relacionarlas y encontrar el valor de la velocidad, el cual nos dio  $0,0283 \pm 0,0005m/s$ . La velocidad obtenida la podemos comparar con la referencia [71], la cual es  $\sim 27$  veces más pequeña que la de ellos.

Con nuestro valor de la velocidad podemos decir que el piezoeléctrico obtura una distancia de  $29 \pm 1\mu m$  en  $1ms$ . Este valor es suficiente para los valores que tendríamos en la cintura de los haces Raman, el valor esperado del diámetro del haz en la posición central del obturador es de  $22\mu m$ , esto quiere decir que el obturador tiene que avanzar  $22\mu m$  en al menos  $1ms$ . Por lo tanto, tenemos la certeza de tener una buena obturación del haz con este piezoeléctrico.

Una característica adicional de este dispositivo fue medir las fluctuaciones en el tiempo de inicio de obturación, esto es, que tan exactas hace las repeticiones de movimiento en el tiempo. Esta medición resulto estar por debajo ( $20\mu s$ ) de las fluctuaciones que somos capaces de ver con el osciloscopio. Este resultado nos da una cota superior al valor obtenido, sin embargo, no podemos tener la certeza de una cota inferior. Pero al compararlo con el resultado de [71] observamos que podríamos alcanzar valores de  $0.1\mu m$ .

#### Obturador a pasos

El siguiente dispositivo por caracterizar es un obturador a pasos, el cual funciona con bobinas en pares para crear el movimiento deseado (Figura 5.32), este obturador se utiliza para los haces de la trampa y la medición, en el diseño ocupamos un total de 4 obturadores.

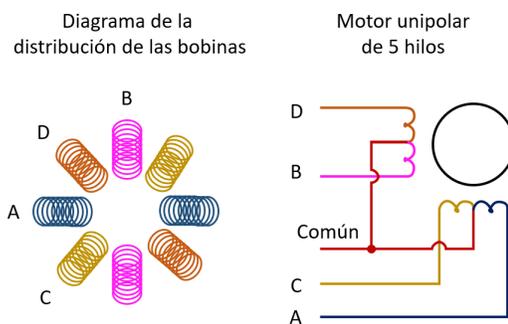


Figura 5.32: Diagrama interno del obturador a pasos.

Este obturador viene con su tarjeta de control lo cual hace más fácil su funcionamiento, ya que solo tenemos que alimentar esta tarjeta a  $5V$  y colocar las señales de control según sea el caso. En la tabla 5.5 mostramos una tabla de verdad para el movimiento del motor. En nuestro caso queremos un movimiento simple que consta en avanzar uno y retroceder la misma cantidad, esto significa que solo ocupamos el controlador de las bobinas A y B. Esto lo logramos mandando una sola señal de control con su negativo, entonces cuando la señal sea positiva en A es negativa en B y avanzara uno, y cuando sea negativa en A y positiva en B regresara a su posición anterior. En este obturador se caracterizó la distancia de desplazamiento en este paso, la cual fue de  $98\mu m$  a una distancia de  $1\text{ mm}$  desde el centro

## CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

### 5.3. CAJA ÓPTICA

---

de movimiento. Pero al abrir el motor y ver que ese paso era debido a varios engranes que tenía, decidimos quitar los engranes y dejar únicamente el del movimiento principal, con esto tenemos un desplazamiento aproximado de  $500\mu m$  a 4 mm del centro de movimiento, lo cual nos da un mayor rango de movimiento a la hora de obturar.

Paso	A	B	C	D
1	1	0	0	0
2	0	1	0	0
3	0	0	1	0
4	0	0	0	1

Tabla 5.5: Tabla de verdad del obturador para un ciclo completo simple.

Con este obturador no caracterizamos el tiempo. Pero al observar los resultados en [71] sabemos que podemos alcanzar los tiempos de obturación requeridos en el experimento.

#### Potencia de salida

Una vez realizadas todas las caracterizaciones anteriores, procedimos a montar las componentes en la placa óptica y a enfocarnos en la potencia de salida de cada haz. Cabe mencionar que al momento de realizar los primeros diseños no consideramos cuantitativamente las potencias de salida para los siete haces (en los primeros diseños no se tenía contemplado el telescopio cilíndrico y tampoco la utilidad del orden cero del AOM). Por lo tanto, cuando realizamos las mediciones de potencia a la salida observamos que no podíamos alcanzar el mínimo requerido. Al hacer el análisis cuantitativo nos dimos cuenta de las pérdidas que teníamos por cada componente óptica, principalmente el EOM y el AOM. El EOM nos da una pérdida del 70 % simplemente por pasar a través del cristal y después da una pérdida del 80 % por la generación de las bandas laterales. Y del total restante todavía tendríamos una pérdida adicional al 20 % debida al AOM, además de la pérdida debida a todas las componentes ópticas de la placa. La potencial que se obtuvo apenas es igual a la intensidad de saturación de la transición en la línea D2 del  $^{87}Rb$ , donde si queremos realizar una buena trampa atómica necesitamos más de una vez la intensidad de saturación  $I_{sat} = 3,5mW/cm^2$  [63].

Con esto en mente se decidió colocar el telescopio de lentes cilíndricas para tener una mayor intensidad de los órdenes difractados (pasamos del 70 % al 80 %) y adicional a esto decidimos utilizar el orden cero del AOM para tener una trampa inicial con más potencia (esto es porque hay dos secuencias de trampa en nuestro experimento). Con esta consideración la intensidad de las bandas de modulación en el EOM puede alcanzar una ganancia de hasta un 25 % y en el AOM no tendríamos pérdida con el orden cero. Entonces al volver a calcular la intensidad de salida en los átomos nos da una intensidad de  $6,13mW/cm^2$ , con lo que lograríamos tener dos veces la intensidad de saturación y una mejor dispersión de fotones. Por lo tanto, se realizó otro diseño de la placa óptica para añadir el telescopio cilíndrico, el camino para el orden cero y adicional a esto colocamos más espejos para tener un mejor acoplamiento de luz a las fibras de salida. Utilizando el último diseño volvimos a realizar el montaje de la placa óptica y todas sus componentes para medir la potencia de salida. Sin embargo esto nos dio un valor final de  $4,8mW/cm^2$ . Resultado

**CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN**  
5.4. CAJA DE MICROONDAS

---

que no cumple con las necesidades de potencia planteado, por lo tanto, se decidió añadir un amplificador óptico al diseño. Este amplificador se encontrará a la salida del EOM, lo que nos permitirá tener una mayor intensidad a la salida para todos los haces.

### 5.4. Caja de microondas

El objetivo principal de esta caja es la síntesis de todas las frecuencias deseadas en el experimento (sección 5.3.5), incluyendo las señales para el sistema de control y la rampa que compensara el efecto Doppler de los átomos durante su caída. Por lo tanto, aquí encontramos todas las componentes necesarias para generar y controlar estas frecuencias y señales, tenemos generadores de microondas y radiofrecuencia, switches, combinadores, amplificadores, atenuadores, multiplicadores, FPGA (sistema de control) y un reloj atómico. Una de las señales de salida de esta caja está en el rango de GHz la cual llega al EOM, y la otra en el rango de radiofrecuencia que llega al AOM. En la figura 5.33 mostramos el orden de la secuencia experimental a seguir, donde en cada paso se mandan frecuencias específicas a los dos dispositivos. Notemos que en ciertos pasos de la secuencia tenemos 3,2 y 1 frecuencias al mismo tiempo para el EOM, cuyo análisis de tener más de 1 frecuencia al mismo tiempo en el EOM se discutió en la sección 5.3.2.

Secuencia	EOM				AOM
	AnaPico (MHz)	Tarjeta 1 (MHz)	Tarjeta 2 (MHz)	Tarjeta 3 (MHz)	Tarjeta 4 (MHz)
1. Trampa 1	1. $\nu_{2-3}$	1.	1.	1. $\nu_{1-1}$	1.
2. Trampa 2	2. $+F_{\theta_2}\nu_{2-3}$	2. $-F_{\theta_2}\nu_{2-3}$	2. $F_{\theta_2}\nu_{1-1}$	2.	2. $F_{\theta_2}$
3. Molasa fija	3. $+F_{\theta_2}\nu_{m,2-3}$	3. $+F_{\theta_2}\nu_{m,2-3}$	3. $F_{\theta_2}\nu_{1-1}$	3.	3. $F_{\theta_2}$
4. Molasa móvil	4. $+F_{\theta_2}\nu_{m,2-3}$	4. $+F_{\theta_2}\nu_{mv,2-3}$	4. $F_{\theta_2}\nu_{1-1}$	4.	4. $F_{\theta_2}$
5. Preparación de estado	5. $+F_{\theta_3}\nu_{2-2}$	5. $-F_{\theta_3}\nu_{1-1}$	5.	5.	5. $F_{\theta_3}$
6. Pulso $\pi$	6. $+F_{\theta_1}\nu_R$	6.	6.	6.	6. $F_{\theta_1}$
7. Haz de empuje	7. $+F_{\theta_3}\nu_{2-3}$	7.	7.	7.	7. $F_{\theta_3}$
8. Interferometría	8. $+F_{\theta_1}\nu_R$	8.	8.	8.	8. $F_{\theta_1}$
9. Medición	9. $+F_{\theta_3}\nu_{2-3}$	9. $-F_{\theta_3}\nu_{1-1}$	9.	9.	9. $F_{\theta_3}$

Figura 5.33: Secuencia a realizar para gravimetría.

Al igual que en la caja óptica, en esta caja también se realizó un diseño digital para poder colocar todas las piezas de microondas y electrónicas necesarias para lograr la secuencia. Gracias a este diseño también pudimos escoger los cables para microondas del tamaño ideal, esto para que los cables embonaran lo más exacto posible a las distancias recorridas dentro de la caja. Por el contrario, los cables de alimentación se escogieron conforme se iban montando las componentes, ya que son más delgados y fáciles de manipular en comparación con los de microondas. El diseño final se muestra en la imagen 5.34 donde podemos apreciar las dimensiones de esta  $45.8 \times 42.2 \times 8.9$ cm, montada en una caja de rack de 19 in.

Antes de montar las componentes se revisaron las especificaciones de cada componente, como: la frecuencia, la potencia, la corriente, el voltaje, etc., esto para corroborar las varia-

CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN  
5.4. CAJA DE MICROONDAS

---

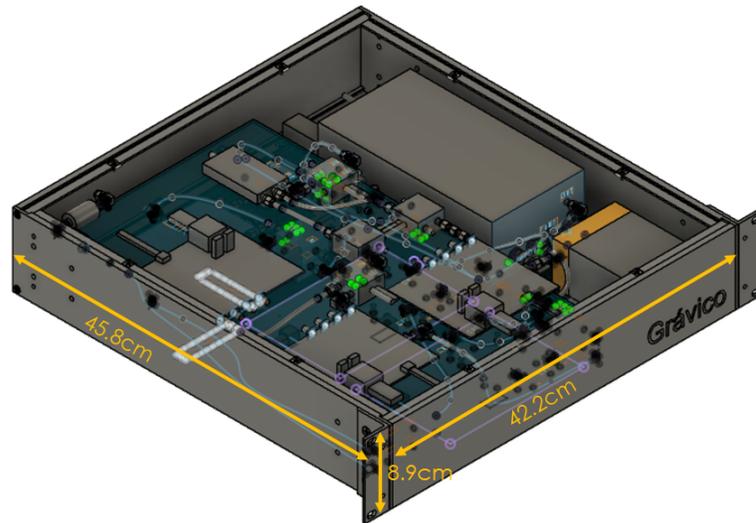


Figura 5.34: Diseño para el montaje de la caja de microondas.

bles de funcionamiento y que fueran las correctas. En la caja iniciamos con un reloj atómico que manda un pulso para sincronizar todos los dispositivos a una señal determinada, luego se tiene un sintetizador de microondas de bajo ruido, el cual está encargado de generar las frecuencias de la primer columna, figura 5.33, de entre estas frecuencias la más importante es la de los haces Raman  $-F_{\theta_1} \nu_R$ , las frecuencias de las otras columnas son generadas por otros sintetizadores. En el diagrama de la figura 5.35 mostramos un diagrama simplificado de la caja de microondas.

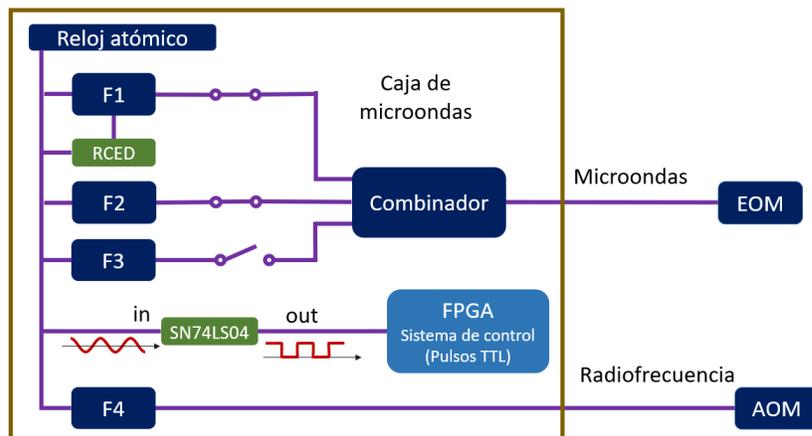


Figura 5.35: Diagrama de la caja de microondas. F1, F2 y F3 representan a los sintetizadores de microondas, F4 y RCED son sintetizador de radiofrecuencia.

### 5.4.1. Chip RCED

Una de las componentes importantes de esta caja es el chip RCED, la cual cumple con la función de crear una rampa de frecuencias para compensar el efecto Doppler de los átomos mientras se realiza la interferometría. Se escogió este chip ya que cuenta con una resolución de 48 bits= $2,8 \times 10^{14}$ . Veamos porque son requeridos esta cantidad de bits.

La ecuación que se ocupara para la medición de  $g$  es (ecuación 4.46) [7]

$$\Delta\Phi = (k_{eff} \cdot g - 2\pi\alpha)T^2, \quad (5.13)$$

donde  $\Delta\Phi$  es la diferencia de fase total adquirida por lo átomos en el interferómetro,  $k_{eff}$  es el vector de onda efectivo para la transición de dos fotones, en este caso  $k_{eff} = 2k$ ,  $g$  es el valor de la gravedad,  $T$  es el tiempo entre cada pulso Raman y  $\alpha$  es la rampa para compensar el efecto Doppler. El valor correcto de  $g$  es cuando la ecuación es igual a cero, por lo tanto

$$\alpha = \frac{2g}{\lambda} = 25MHz/s. \quad (5.14)$$

Esta es la rampa por generar para compensar el corrimiento Doppler. En la figura 5.36 podemos observar el rango en frecuencia y tiempo que utilizaremos, esto es, haremos una rampa de 10MHz en 0.4s, la cual esta activa durante toda la secuencia de interferometría, lo que significa que para el tiempo de duración de los pulsos tendremos una rampa de 25KHz/ms. Si queremos una precisión relativa en nuestra medición de  $10^{-9}$  en  $g$ , entonces la rampa debería tener una precisión de 25mHz/ms, lo que nos puede llevar a utilizar una tarjeta con resolución de  $10^9$  (esta resolución corresponde a 32bits =  $2^{32} \sim 4 \times 10^9$ ). Sin embargo no es lo mismo tener 32 bits en un rango de 10MHz a en un rango de 1mHz, por lo tanto escogimos un chip de 48bits ( $2^{48} \sim 2 \times 10^{14}$ ). Este chip puede dar pasos verticales (Hz) de hasta  $1\mu Hz$  (esto debido al reloj que ocupa de 200MHz junto con la resolución de 48bits ( $200MHz/2^{48} \sim 1\mu Hz$ ), por lo tanto, el límite en el eje vertical para nuestra rampa es de  $1\mu Hz$ . Ahora, para las transiciones Raman queremos tener una desintonía ( $\delta$ ) menor a la frecuencia de Rabi ( $\Omega_{Ra}$ ) (ver figura 4.12) para no perder visibilidad de las oscilaciones entre los estados, por lo tanto el eje horizontal está limitado a ese valor, que en nuestro caso es de aproximadamente  $2,5KHz$  lo que nos da un tiempo de  $400\mu s$ . Así, podemos tomar pasos horizontales con un valor menor a  $400\mu s$ . Ahora, si considero la precisión relativa de  $10^{-9}$  en la rampa de 25 KHz/ms obtengo un valor de  $25\mu Hz/ms$ , sin embargo hemos visto que el límite de mi eje horizontal debe ser menor a  $400\mu s$  y que el eje vertical tiene un límite de  $1\mu Hz$ , por lo tanto el chip de 48bits me puede dar una rampa de  $1\mu/40\mu s$ , la cual cumple con los requerimientos del experimento.

# CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

## 5.4. CAJA DE MICROONDAS

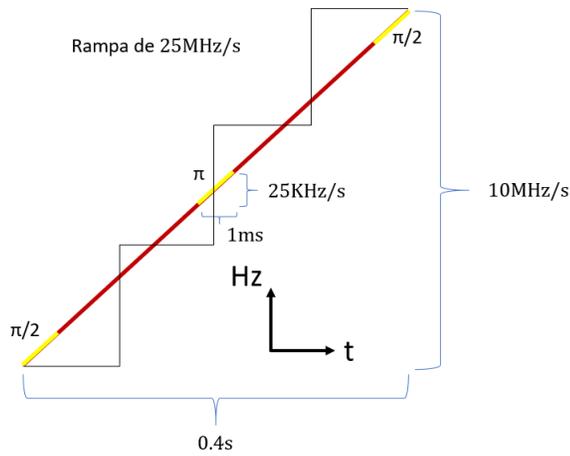


Figura 5.36: Rampa para compensar el efecto Doppler en interferometría atómica.

Este chip no cuenta con una tarjeta para su operación, por lo que se trabajó en el diseño de un circuito para poder implementar las salidas y entradas requeridas para hacer la rampa.

### 5.4.2. Reloj para el sistema de control

Una parte importante de esta caja es el sistema de control, que manda señales a algunas componentes para realizar el protocolo de encendido y apagado de cada frecuencia (las frecuencias deben estar prendidas en momentos y con duraciones de tiempo diferentes). Este sistema de control está constituido por una FPGA. Para que este FPGA funcione correctamente necesita una señal cuadrada con amplitud positiva de 3.3 Vpp a la entrada, señal que nuestro reloj atómico y sintetizadores no dan, por lo tanto, nos enfocamos a realizar un pequeño circuito para cambiar la señal senoidal de reloj a una señal cuadrada con las especificaciones, requeridas. El circuito se muestra en la figura 5.37 donde podemos observar el diseño del diagrama propuesto junto con su versión física en el experimento. Este diseño se realizó tomando en cuenta las impedancias de entrada y salida de las componentes involucradas.

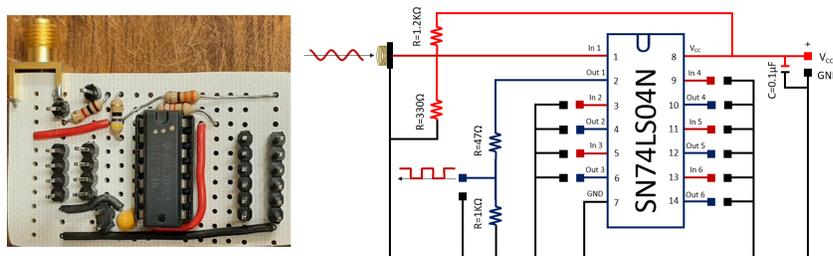


Figura 5.37: Circuito para la señal de entrada del FPGA.

Una vez que se probaron las componentes en un protoboard para corroborar que la señal de salida cumpliera con las especificaciones del FPGA, se procedió a realizar el circuito y

## CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE MODULACIÓN

### 5.4. CAJA DE MICROONDAS

---

a probarlo una vez soldadas todas las piezas.

#### 5.4.3. Montaje de la caja de microondas

Al terminar de probar todas las componentes de la caja de microondas, se procedió a realizar el montaje de ellas siguiendo el diseño de la figura 5.34. Al instalar cada componente, mediamos la señal de salida para tener la seguridad de que cada una de ellas cumplía a la salida con la frecuencia y potencia esperados. Los cables de alimentación se iban colocando conforme eran requeridos por cada componente, también se iban considerando las señales que tenían que salir o entrar en la caja, lo que significa que íbamos perforando la caja conforme era requerido. El montaje final de la caja de microondas se muestra en la figura 5.38.

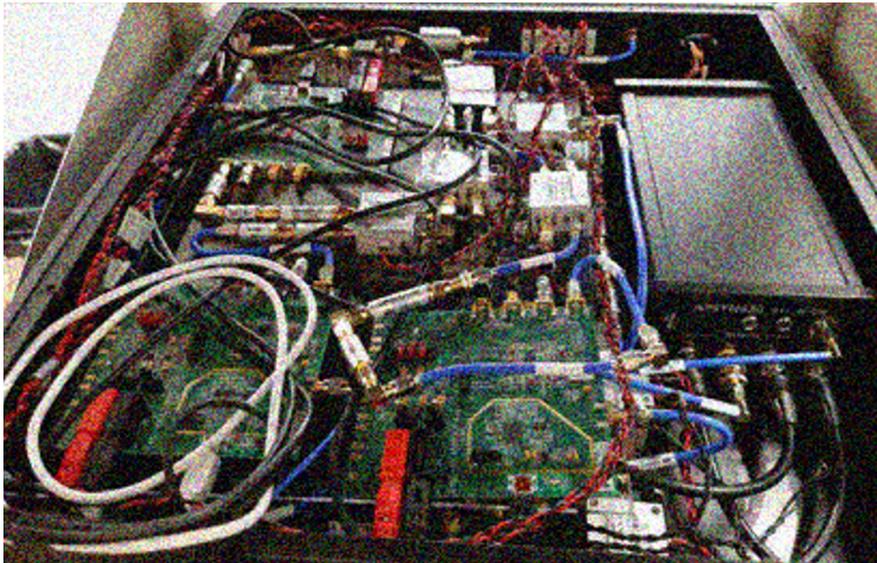


Figura 5.38: Caja de microondas.

Cuando terminamos el montaje y cerramos la caja de microondas, procedimos a realizar una secuencia de frecuencias siguiendo la figura 5.33. Para lograrlo, se encendieron y programaron todas las componentes involucradas, dejando solamente al sistema de control conectado a la computadora y mediante un programa controlar todos los dispositivos involucrados para así obtener una secuencia completa de nuestro experimento. Esta secuencia de frecuencias se observó en un analizador de espectros en las microondas, el resultado se muestra en la figura 5.39. Donde observamos las frecuencias correctas en cada uno de los pasos de la secuencia.

El paso final en la caja microondas fue la selección correcta de las potencias para cada una de las frecuencias, como lo vimos en la sección 5.3.1 cada una de estas frecuencias tiene un valor específico en la potencia, estas correcciones se realizaron añadiendo atenuadores a las señales finales. Después estas señales las mandamos al AOM y EOM para ver la secuencia funcionando en la luz con la ayuda de una cavidad óptica como se vio en la sección 5.3.1. Después de la medición en la luz de las frecuencias fue que pudimos hacer el

CAPÍTULO 5. DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL SISTEMA DE  
MODULACIÓN  
5.5. RESUMEN

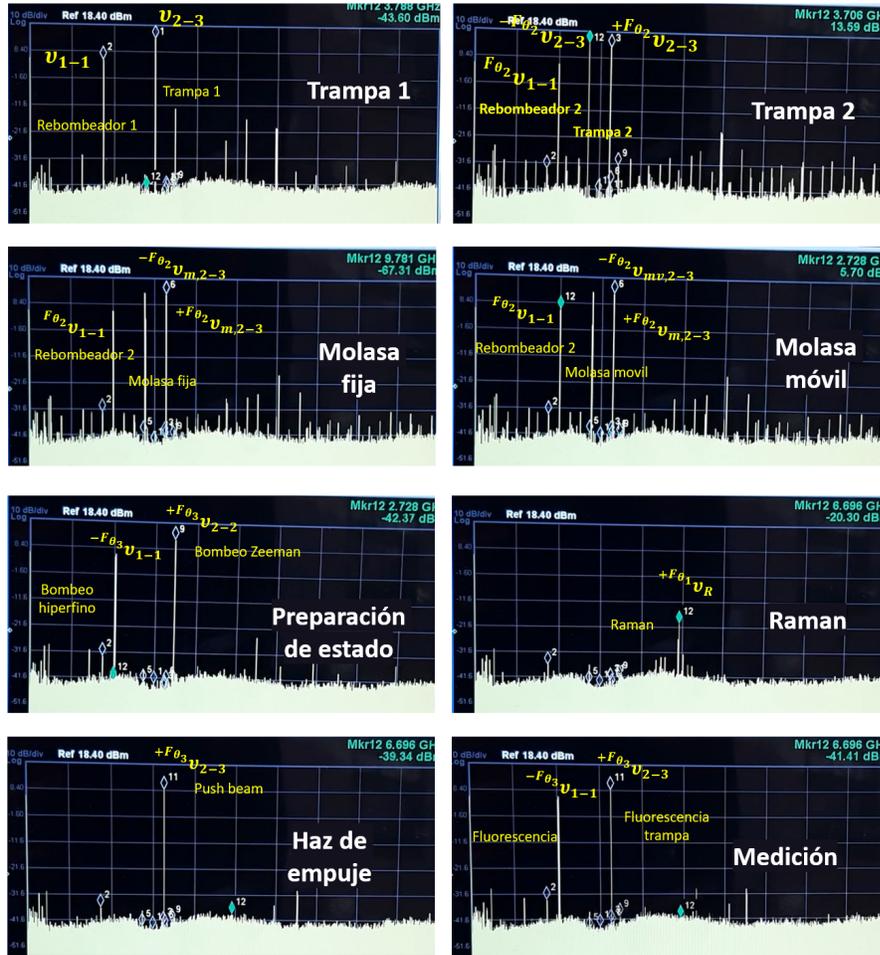


Figura 5.39: Espectro en microondas de las frecuencias para una secuencia de interferometría. En el link podemos encontrar la secuencia completa [https://drive.google.com/file/d/1asmZyv2xE1V5M258fOMqSECOw16Ub\\_0/view?usp=sharing](https://drive.google.com/file/d/1asmZyv2xE1V5M258fOMqSECOw16Ub_0/view?usp=sharing)

cálculo de las no linealidades, visto en la sección 5.3.2.

## 5.5. Resumen

Con estas dos cajas tenemos lo necesario para realizar una secuencia de gravimetría. Sin embargo, el primer paso a mostrar con las cajas es una fuente atómica, debido a que las componentes para realizar interferometría atómica aún no se encuentran fabricadas o caracterizadas. Pero lo resaltable de este trabajo es que está pensada para realizar una multitud de experimentos de manipulación atómica usando solamente un AOM y EOM como componentes principales. Y corresponde al compromiso que se tenía de mi parte dentro de la colaboración para el desarrollo del sistema de modulación.

## Apéndice A

### Velocidad para la molasa móvil

En este apéndice se muestra el cálculo para conocer la frecuencia que corresponde a la velocidad que se les inducirá a los átomos para realizar la fuente atómica. Para iniciar

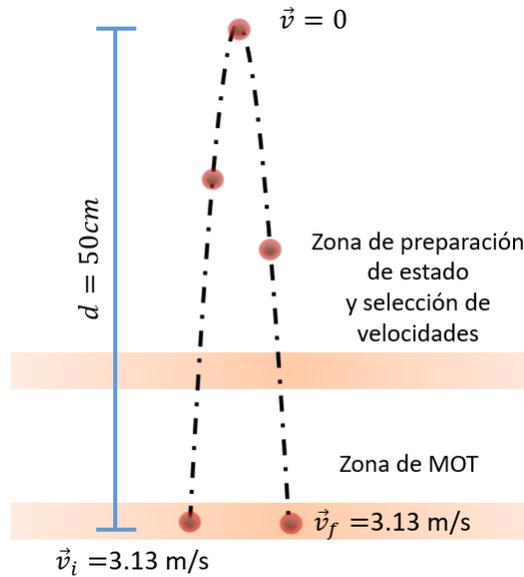


Figura A.1: Velocidad para la fuente de átomos.

se considera a un átomo en caída libre desde reposo, el cual avanzara 50cm. Entonces recordando física básica y tomando  $z_i = 0$  y  $V_i = 0$  tenemos que

$$z_f = \frac{1}{2}gt^2 \quad y \quad V_f = gt. \quad (\text{A.1})$$

Al despejar el tiempo en una de estas ecuaciones y sustituyéndolo en la otra obtenemos que

$$V_f = \sqrt{2z_f g}. \quad (\text{A.2})$$

Teniendo en cuenta que  $z_f = 0,5\text{ m}$  y  $g=9.8\text{ m/s}$  obtenemos  $V_f = 3,13\text{ m/s}$ . Si se tiene la configuración de fuente, entonces el módulo de la velocidad es el mismo para la posición

## APÉNDICE A. VELOCIDAD PARA LA MOLASA MÓVIL

---

inicial cuando sube y cuando baja. Por lo tanto, la velocidad que les queremos inducir es 3.13 m/s. Esta velocidad se induce en los átomos mediante el corrimiento Doppler

$$\omega_D = -\vec{k} \cdot \vec{v}, \quad (\text{A.3})$$

donde  $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ , así, el corrimiento en frecuencia de nuestros láseres está dado por

$$\omega'_a = \omega_a + \frac{kv}{\sqrt{2}} \quad y \quad \omega'_b = \omega_b - \frac{kv}{\sqrt{2}}, \quad (\text{A.4})$$

el factor de  $1/\sqrt{2}$  viene del producto punto. En la figura A.2 se muestra el diagrama para la molasa óptica móvil. Si la velocidad es igual a cero, entonces  $\omega_a = \omega_b$ , pero si  $v \neq 0 \Rightarrow \omega_a \neq \omega_b$ , sin embargo se tiene que seguir cumpliendo la condición de  $\omega'_a = \omega'_b$ , por lo tanto al igualar las expresiones tenemos que

$$\omega_b = \omega_a + 2\frac{kv}{\sqrt{2}} = \omega_a + \sqrt{2}kv. \quad (\text{A.5})$$

Esto significa que  $\omega_b$  debe ser igual a la frecuencia  $\omega_a + \sqrt{2}kv$ , la cual es una frecuencia angular que se tiene que dividir entre  $2\pi$  para conocer el valor real de la frecuencia, cuyo valor resulta ser 5.673 MHz.

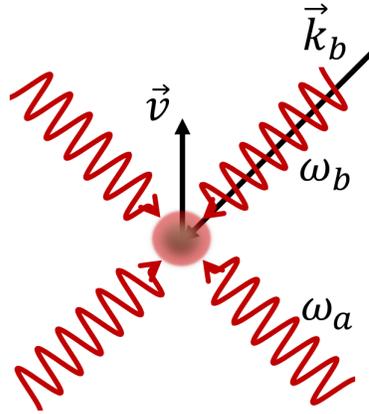


Figura A.2: Diagrama para la molasa móvil de los átomos.

## Apéndice B

### Selección de velocidades

En este apéndice veremos cómo se adelgaza la distribución de velocidades para obtener una mejor visibilidad en las franjas de medición, la cual mejora en un factor de aproximadamente 55. Se tiene que la distribución de velocidades en los átomos es de la forma

$$f(v_z) = \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} e^{-\frac{mv_z^2}{2k_B T}}, \quad (\text{B.1})$$

donde  $v_{rms} = \sqrt{k_B T/m}$ . Si en el laboratorio se ha alcanzado una temperatura de  $2 \mu\text{K}$ , entonces  $v_{rms} = 13,82 \text{ mm/s}$ . En la imagen B.1, la gráfica de arriba muestra la distribución

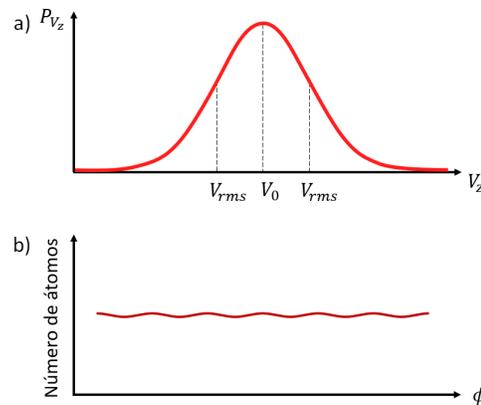


Figura B.1: a) Distribución de velocidades de los átomos. b) Representación de la visibilidad en las franjas con ancho de distribución  $v_{rms}$ .

de velocidades de los átomos y en la de abajo un dibujo de la visibilidad que se esperaría con esta distribución antes de realizar la selección de velocidades.

Por lo tanto, se realiza un pulso  $\pi$  para adelgazar dicha distribución, que como se muestra en la figura B.2 a), ahora es más pequeño. Para calcular el nuevo ancho se considera la siguiente expresión donde la desintonía  $\delta$  de una transición Raman tiene la forma

$$\delta = 2kv, \quad (\text{B.2})$$

## APÉNDICE B. SELECCIÓN DE VELOCIDADES

---

y las oscilaciones de Rabi en el estado excitado dependientes de la desintonía son

$$c_e = -i \frac{\Omega}{\tilde{\Omega}} \text{sen}\left(\frac{\tilde{\Omega}t}{2}\right) e^{\frac{-i\delta t}{2}}, \quad (\text{B.3})$$

donde  $\tilde{\Omega} \equiv \sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ . Si iniciamos en el estado  $|e\rangle$  al aplicar un pulso  $\pi$ ,  $c_e = 0$  lo que significa que

$$\frac{\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}t}{2} = \pi, \quad (\text{B.4})$$

donde el tiempo del pulso  $\pi$  es  $t = \pi/\Omega$ , por lo tanto

$$\delta = \sqrt{3}\Omega. \quad (\text{B.5})$$

Así

$$v_\delta = \frac{\sqrt{3}\Omega\lambda}{4\pi}, \quad (\text{B.6})$$

En el experimento se espera una frecuencia de Rabi de  $\Omega = 2\pi \times 2,3$  KHz, lo que nos da un nuevo ancho de  $v_\delta = 0,247$  mm/s. Esto significa que se tiene una mejora en la visibilidad por un factor de aproximadamente  $(v_{rms}/v_\delta) \approx 55$ .

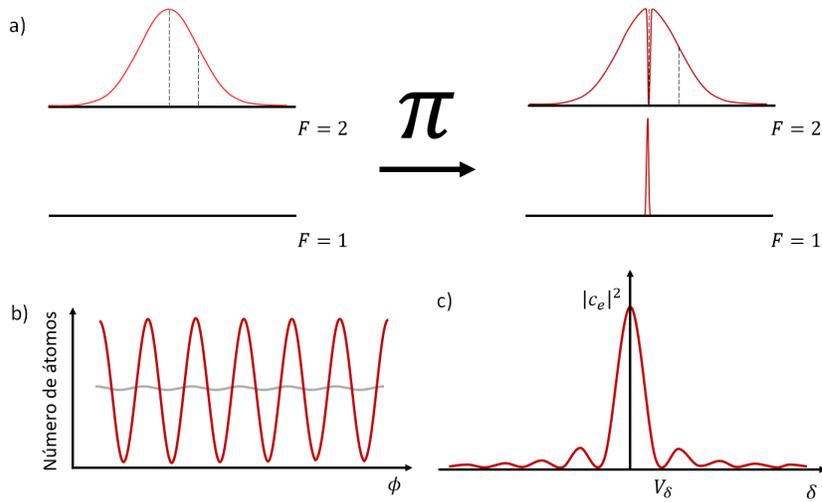


Figura B.2: a) Distribución de velocidades antes y después de un pulso  $\pi$ . b) Representación de la mejora en la visibilidad de las franjas debido a un pulso  $\pi$ . c) Grafica de la población de los átomos en el estado excitado dependiente de la desintonía.

El haz de empuje se utiliza para quitar los átomos que se encuentran en el nivel  $F = 2$  después del pulso  $\pi$  para que no tengan lugar en el proceso de interferometría.

# Bibliografía

- [1] A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, and D. E. Pritchard. Optics and interferometry with atoms and molecules. *Reviews of Modern Physics*, 81:1051–1129, 2009.
- [2] S. Schlamminger. A cool way to measure big  $g$ . *Nature*, 510:478–479, 2014.
- [3] J. B. Fixler, G. T. Foster, J. M. McGuirk, and M. A. Kasevich. Atom interferometer measurement of the newtonian constant of gravity. *Science*, 315:74–77, 2007.
- [4] P. Cladé, F. Nez, F. Biraben, and S. Guellati-Khelifa. State of the art in the determination of the fine-structure constant and the ratio  $h/m_u$ . *Elsevier*, 20:77–91, 2019.
- [5] C. Avinadav, D. Yankelev, M. Shuker, O. Firstenberg, and N. Davison. Rotation sensing with improved stability using point-source atom interferometry. *Physical Review A*, 102:013326, 2020.
- [6] S. M. Dickerson, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, D. M. S. Johnson, and M. A. Kasevich. Multiaxis inertial sensing with long-time point source atom interferometry. *Physical Review Letters*, 111:083001–083004, 2013.
- [7] V. Ménoret, N. Vermeulen, P. and Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin, and B. Desruelle. Gravity measurements below  $10^{-9}g$  with a transportable absolute quantum gravimeter. *Scientific Reports*, 8:1–11, 2018.
- [8] Grávico. Colaboración grávico. [gravico.com.mx](http://gravico.com.mx), 2021.
- [9] A. López-Vázquez, Y. M. Torres, M. S. Billión, W. Pimenta, J. A. Franco-Villafañe, and E. Gomez. Experimental generation of a flat-top beam profile in a stable ring cavity. *Optics Letters*, 44:4428, 2019.
- [10] H. Ritsch, P. Domokos, F. Brennecke, and T. Esslinger. Cold atoms in cavity-generated dynamical optical potentials. *Review Modern Physics*, 85:553, 2013.
- [11] M. Wolke, J. Klinger, H. Keßler, and A. Hemmerich. Cavity cooling below the recoil limit. *Science*, 337:75–78, 2012.
- [12] W. Chen, D. S. Goldbaum, M. Bhattacharya, and P. Meystre. Classical dynamics of the optomechanical modes of a bose-einstein condensate in a ring cavity. *Physics Review A*, 81:053833, 2010.

- [13] H. Carstens, S. Holzberger, J. Kaster, J. Weitenberg, V. Pervak, A. Apolonski, E. Fill, F. 8 Krausz, and I. Pupeza. Large-mode enhancement cavities. *Optics Express*, 21:11606–11617, 2013.
- [14] N. Mielec, M. Altorio, R. Sapam, D. Horville, D. Holleville, L. A. Sidorenkov, A. Landragin, and R. Geiger. Atom interferometry with top-hat laser beams. *Applied Physics Letters*, 113:161108, 2018.
- [15] F. M. Dickey. *Laser Beam Shaping: Theory and Techniques*. CRC Press Taylor & Francis Group, 2014.
- [16] Q. Zhan and J. R. Leger. Focus shaping using cylindrical vector beams. *Optics Express*, 10:324–331, 2002.
- [17] J. Dai and Q. Zhan. Beam shaping with vectorial vortex beams under low numerical aperture illumination condition. *SPIE*, 8:7062:70620D, 2008.
- [18] J. Liang, R.N. Kohn, M.F. Becker, and D.J. Heinzen. 1.5% root-mean-square flat-intensity laser beam formed using a binary-amplitude spatial light modulator. *Applied Optics*, 48:1955–1962, 2009.
- [19] N. Bhebhe, C. Rosales-Guzman, and A. Forbes. Classical and quantum analysis of propagation invariant vector flat-top beams. *Applied Optics*, 57:5451–5458, 2018.
- [20] S. Ngcobo, I. Litvin, L. Burger, and A. Forbes. A digital laser for on-demand laser modes. *Nature Communications*, 4:2289, 2013.
- [21] D. Naidoo, A. Harfouche, M. Fromager, K. Ait-Ameur, and A. Forbes. Emission of a propagation invariant flat-top beam from a microchip laser. *J. Lumin.*, 170:750–754, 2016.
- [22] B. Hracek and H. Bäuerle. New ways to generate flat-top profiles: Laser beam shaping via optical fibers with an orthogonal core. *Optik & Photonik*, 10:16–18, 2015.
- [23] K. Konishi, T. Kanie, K. Takahashi, O. Shimakawa, Y. Mitose, T. Sasaki, T. Taru, T. Nagashima, K. Fuse, and A. Inoue. Development of rectangular core optical fiber cable for high power laser. *Environment, Energy & Resources*, 10:109–112, 2010.
- [24] G. Yue, L. Kea, S. Zeng-yu, G. Lei, and G. Yu. Beam shaping with vortex beam generated by liquid crystal spatial light modulator. *SPIE*, 7:9446:94463Z, 2015.
- [25] D. Naidoo, K. Ait-Ameur, M. Brunel, and A. Forbes. Intra-cavity generation of superpositions of laguerre-gaussian beams. *Applied Physics B*, 106:683–690, 2012.
- [26] I.A. Litvin and A. Forbes. Intra-cavity flat-top beam generation. *Optics Express*, 17:15891–15903, 2009.
- [27] M. Massari, G. Ruffato, M. Gintoli, F. Ricci, and F. Romanato. Fabrication and characterization of high-quality spiral phase plates for optical applications. *Applied Optics*, 54:4077–4083, 2015.

- [28] K. Bongs, M. Holynski, J. Vovrosh, P. Bouyer, G. Condon, E. Rasel, C. Schubert, W. P. Schleich, and A. Roura. Taking atom interferometric quantum sensors from the laboratory to real- world applications. *Nature Review*, 1:731, 2019.
- [29] Agencia Espacial Europea. Constituents of g. [http://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2008/04/Constituents\\_of\\_g](http://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2008/04/Constituents_of_g), 2008.
- [30] H. O. Seigel. *A guide to high precision land gravimeter surveys*. by H.O. Seigel, 1995.
- [31] B. Romanowicz and G. Schubert. *Treatise on Geophysics: Deep Earth Seismology*. Elsevier, first edition, 2015.
- [32] L. E. Sjöberg and M. Bagherbandi. *Gravity inversion and integration, Theory and Applications in Geodesy and Geophysics*. Springer, first edition, 2017.
- [33] G. S. Roonwal. *Mineral Exploration: Practical Application*. Springer, first edition, 2018.
- [34] T. T. Jacob, R. Bayer, J. Chery, H. Jourde, N. Le Moigne, J.P. Boy, J. Hinderer, B. Luck, and P. Brunet. Absolute gravity monitoring of water storage variation in a karst aquifer on the larzac plateau (southern france). *Journal of Hydrology*, 359:105–117, 2008.
- [35] Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M. F. Lequentrec-Lalancette. Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry. *Nature Communications*, 9:627, 2018.
- [36] R. Pašteka, J. Mikuška, and B. Meurers. *Understanding the Bouguer Anomaly: A gravimetry Puzzle*. Elsevier, first edition, 2017.
- [37] W. Torge. *Geodesy*. Walter de Gruyter, third edition, 2001.
- [38] S. K. Haldar. *Mineral Exploration: Principles and Applications*. Elsevier, second edition, 2018.
- [39] Microg lacoste. <http://microglacoste.com>, 2018.
- [40] M. Przyborski, J. Pырchla, K. Pырchla, and J. Szulwic. Microgal gravity measurements with mgs-6 micro-g lacoste gravimeter. *Sensors*, 19:2592, 2019.
- [41] T. M. Niebauer, G. S. Sasagawa, J. E. Fallel, R. Hilt, and E. Klopping. A new generation of absolute gravimeters. *Metrologia*, 32:159, 1995.
- [42] M. Kasevich and S. Chu. Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physical Review Letters*, 67:181–184, 1991.
- [43] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kasapiand, and S. Chu. Atomic velocity selection using stimulated raman transitions. *Physical Review Letters*, 66:2297–2300, 1991.
- [44] M. Kasevich and S. Chu. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. *Applied Physics B*, 54:321–332, 1992.

- [45] P. R. Berman. *Atom Interferometry*. Academic Press, first edition, 1997.
- [46]  $\mu$ QUANS. Turnkey quantum solutions. <https://www.muquans.com/>, 2020.
- [47] Msquared. Quantum gravimeter. <https://www.m2lasers.com/quantum-gravimeter.html>, 2020.
- [48] X. Zhang, J. Zhong, B. Tang, X. Chen, L. Zhu, P. Huang, J. Wang, and M. Zhan. Compact portable laser system for mobile cold atom gravimeters. *Applied Optics*, 57:6545–6551, 2018.
- [49] Q. Wang, Z. Wang, Z. Fu, W. Liu, and Q. Lin. A compact laser system for the cold atom gravimeter. *Optics Communications*, 358:82–87, 2016.
- [50] Q. Luo, H. Zhang, K. Zhang, X. C. Duan, Z. K. Hu, L. L. Chen, and M. K. Zhou. A compact laser system for a portable atom interferometry gravimeter. *Review of Scientific Instruments*, 90:043104, 2019.
- [51] M. Schmidt. *A mobil high-precision gravimeter based on atom interferometry*. Tesis de la Universidad Humboldt de Berlin, 2011.
- [52] X. Wu, Z. Pagel, B.S. Malek, T. H. Nguyen, F. Zi, D. S. Scheirer, and H. Müller. Gravity surveys using a mobile atom interferometer. *Science Advances*, 5:1–9, 2019.
- [53] H. Weber and N. Hodgson. *Laser Resonators and Beam Propagation, Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*. Springer, 2005.
- [54] T. Skettrup and H. Abitan. Laser resonators with several mirrors and lenses with the bow-tie laser resonator with compensation for astigmatism and thermal lens effects as an example. *J. Opt. A*, 7:7, 2005.
- [55] H.E. White and F.A. Jenkins. *Fundamentals of optics*. McGraw-Hill, 1965.
- [56] M. C. Teich and B. E. A. Saleh. *Fundamentals of photonics*. John Wiley and Sons, 2007.
- [57] E. Hetch. *Optics*. Pearson Addison Wesley, 2014.
- [58] A. López Vázquez. *Diseño de una Cavidad Óptica de Anillo para Interferometría Atómica*. Tesis de maestría para la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 2017.
- [59] L. J. González. *Sistema Electrónico y Óptico para el Amarre de Múltiples Láseres a una Cavidad Óptica con una Extensión del método de Pound Drever Hall*. Tesis de Licenciatura para la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, 2018.
- [60] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowlski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, and H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, 31:97–105, 1983.
- [61] H. J. Metcalf and P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, second edition, 2002.

- [62] W. Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons*. Springer, second edition, 2010.
- [63] D. A. Steck. *Rubidium 87 D Line Data*. by Los Alamos National Laboratory, 2003.
- [64] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *Journal Optical Society of America B*, 6:2023–2045, 1989.
- [65] E. Uruñuela. *Diseño e implementación de una trampa magneto-óptica para átomos neutros*. Universidad Autónoma de San Luis Potosí, 2013.
- [66] D. A. Steck. *Quantum and Atom Optics*. Universidad de Oregon, 2007.
- [67] F. Träger. *Handbook of lasers and optics*. Springer, 2007.
- [68] A. Yariv and P. Yeh. *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation*. John Wiley & Sons, 1984.
- [69] V. M. Valenzuela, Hamzeloui S., M. Gutiérrez, and E. Gomez. Multiple isotope magneto-optical trap from a single diode laser. *Optical Society of America*, 30:1205–1210, 2013.
- [70] N. Arias, V. Abediyeh, S. Hamzeloui, and E. Gomez. Low phase noise beams for raman transitions with a phase modulator and a highly birefringent crystal. *Optical Society of America*, 25:5290–5301, 2017.
- [71] S. M. Martínez, Hernández L., D. Reyes, E. Gomez, M. Ivory, C. Davison, and S. Aubin. Fast, small and low vibration mechanical laser shutters. *Review of Scientific Instruments*, 82:046102, 2011.