



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 Shipo 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
1. Introducción	1
1.1. Perfil plano en cavidad de anillo	2
1.2. Sistema de modulación	3
2. Perfil Transversal Plano en Cavidad Óptica de anillo	6
2.1. Características de la cavidad óptica de anillo	6
2.2. Perfil Transversal Plano	10
3. Generación del perfil trasversal plano	13
3.1. Síntesis	13
3.2. Conclusiones	19
4. Sistema de modulación - Teoría	20
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
5. Diseño y construcción del sistema de modulación	34
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
A. Velocidad para la molasa móvil	68
B. Selección de velocidades	70

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}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 ω_{eg} y la frecuencia del láser ω_L	23
4.6. Diagrama de una 3DMOT.	24

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 mí. 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**¹ [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.

¹Universidad 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/s²), 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 μ 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]

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

β 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 μ 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].

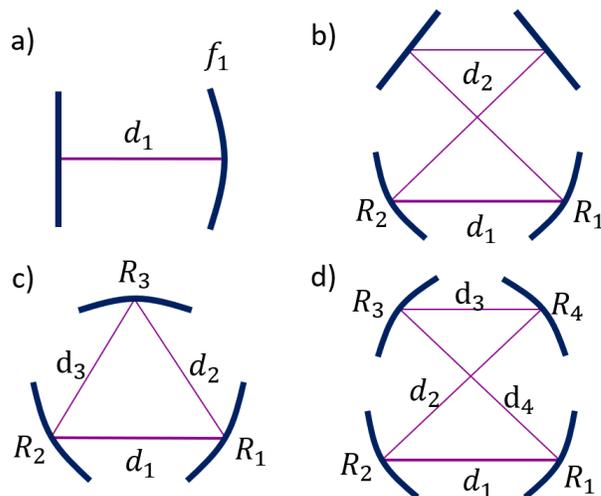


Figura 2.1: Cavidades ópticas con diferentes grados de libertad a) $n=1$, b) $n=2$, c) $n=3$, d) $n=4$.

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

$\theta = 15^\circ$.

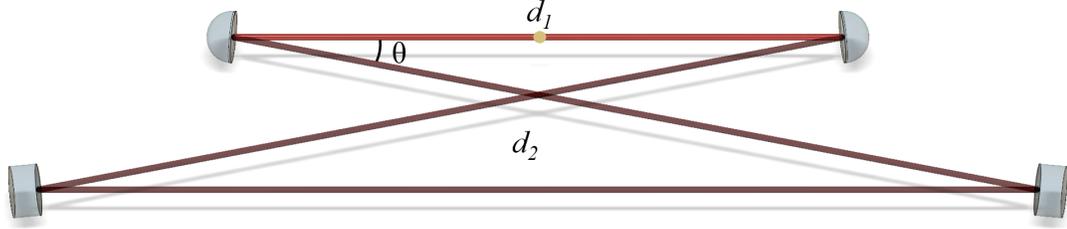


Figura 2.2: Cavidad óptica de anillo.

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 λ 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, ω_0 la cintura de haz y ζ 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

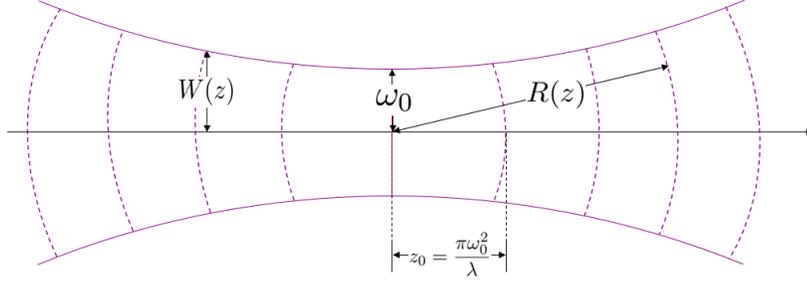


Figura 2.3: Haz gaussiano en propagación libre.

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 $d_1/2$.

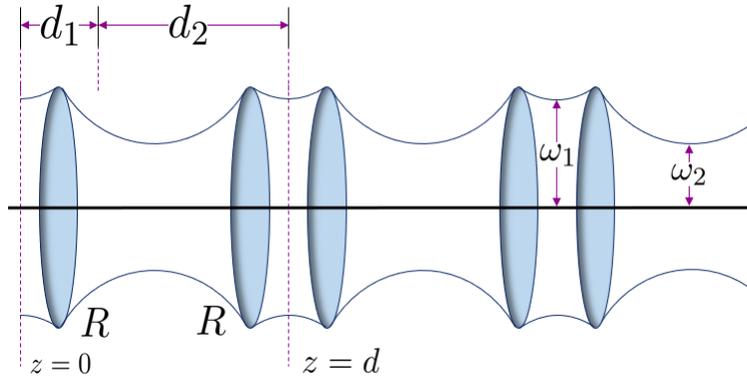


Figura 2.4: Descripción del radio del perfil del haz dentro de la cavidad.

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, ω_1 y ω_2 , donde ω_1 es la cintura de interés debido a que los átomos irán en esa sección de la cavidad. Conociendo ω_1 se pueden calcular otros parámetros como la longitud de Rayleigh.

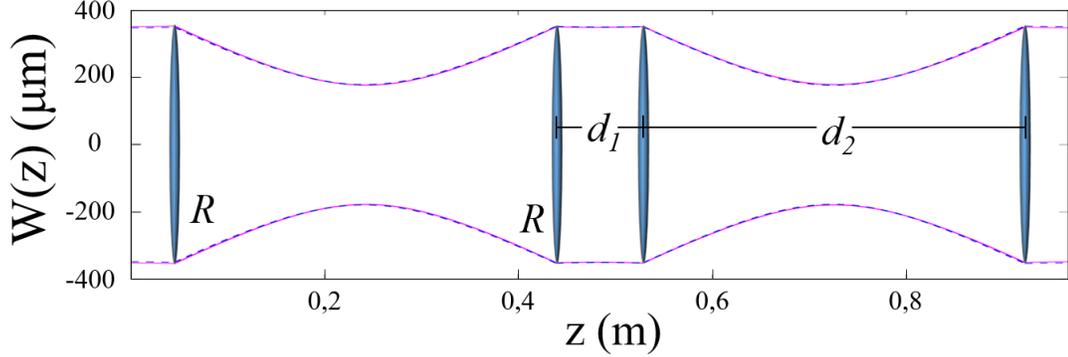


Figura 2.5: Grafica del perfil del haz dentro de la cavidad de anillo, considerando los planos tangencial (línea rosa) y sagital (línea azul punteada), la estabilidad se debe dar en los dos planos.

Dado que se tiene un ángulo θ , 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 ω_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

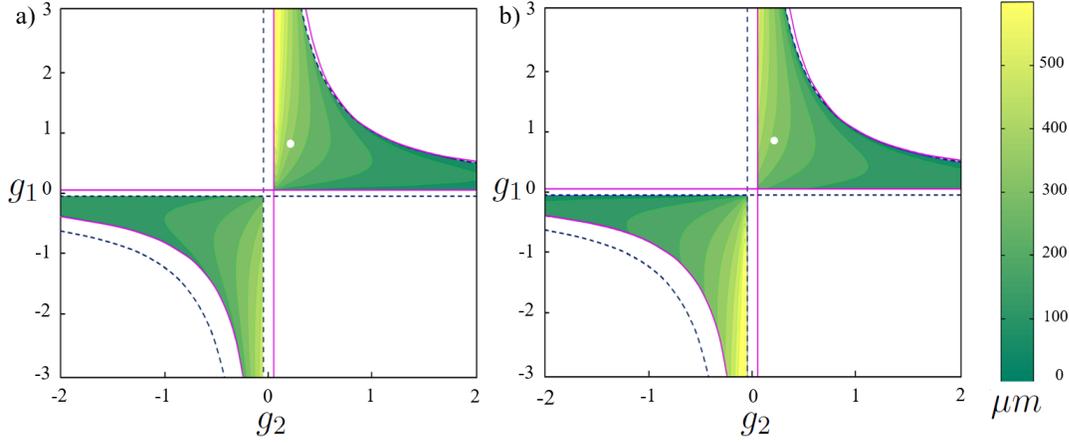


Figura 2.6: Región de estabilidad para la cavidad de anillo.

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 α_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

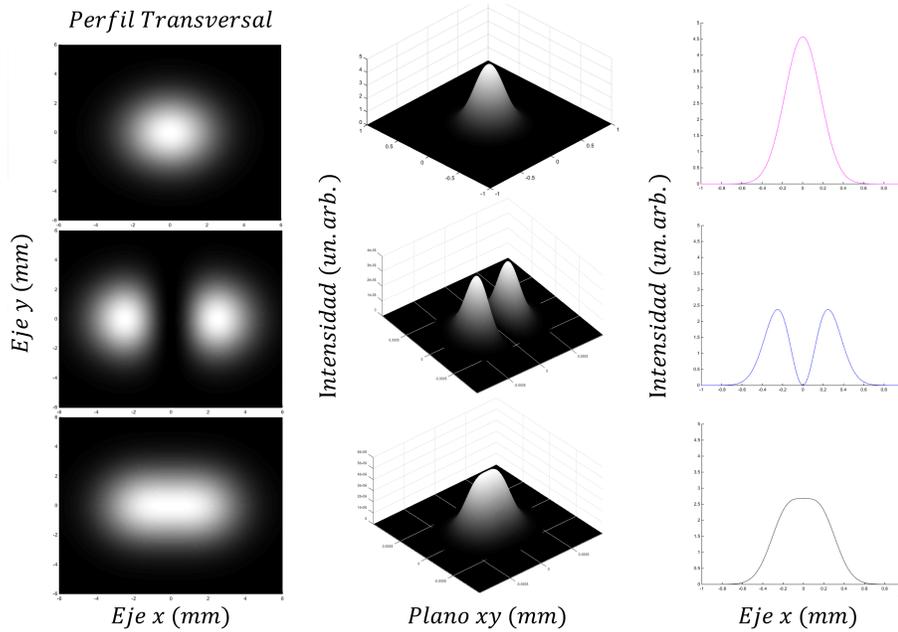


Figura 2.7: Gráficas de los perfiles de intensidad de los modos HG_{00} , HG_{10} y la suma de estos para la obtención del perfil transversal plano en la dirección x, en orden descendiente. En la primera columna están los cortes en el plano xy de las intensidades, en la segunda mostramos la intensidad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

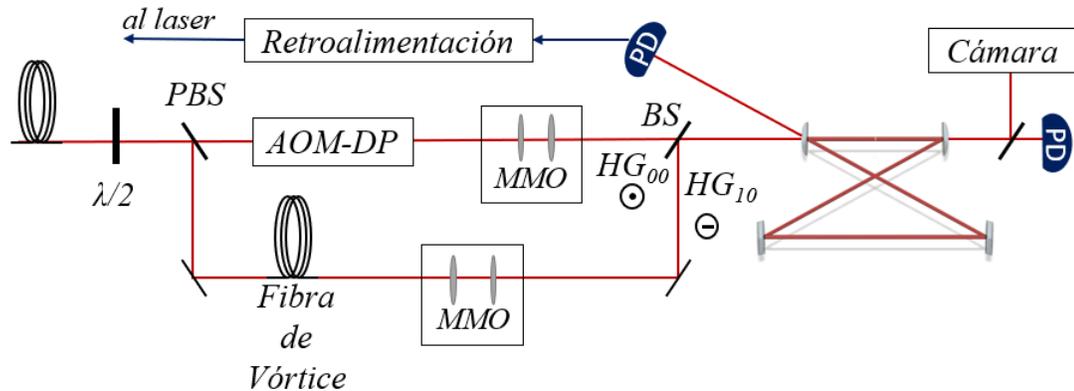


Figura 3.1: Esquema experimental para la síntesis del perfil plano.

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 ν_r dentro de un cristal. Cuando se aplica la frecuencia adecuada al cristal ν_r , el AOM difractará el haz de entrada (ν_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.

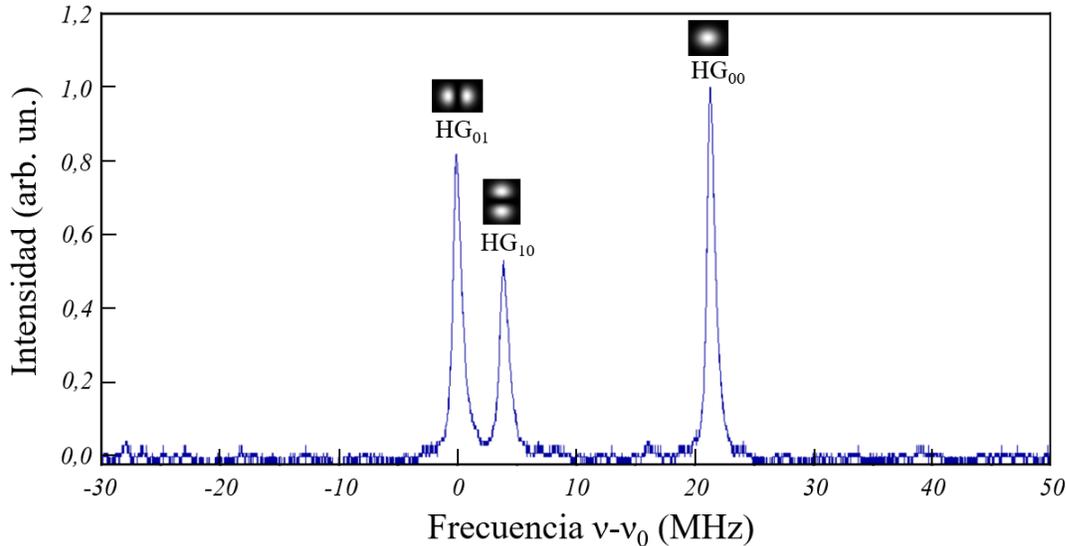


Figura 3.2: Espectro de frecuencia de la cavidad óptica de anillo. El modo HG_{00} tiene un corrimiento de aproximadamente 210 MHz y la separación entre los modos HG_{10} y HG_{01} es de 3.97(7) MHz.

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

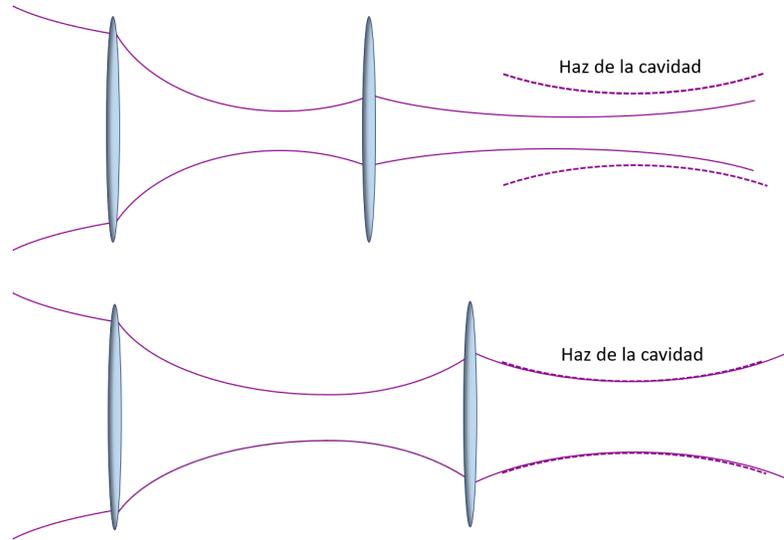


Figura 3.3: Acoplamiento del haz de entrada con el de la cavidad.

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 $z_{10T} = 45 \text{ cm}$.

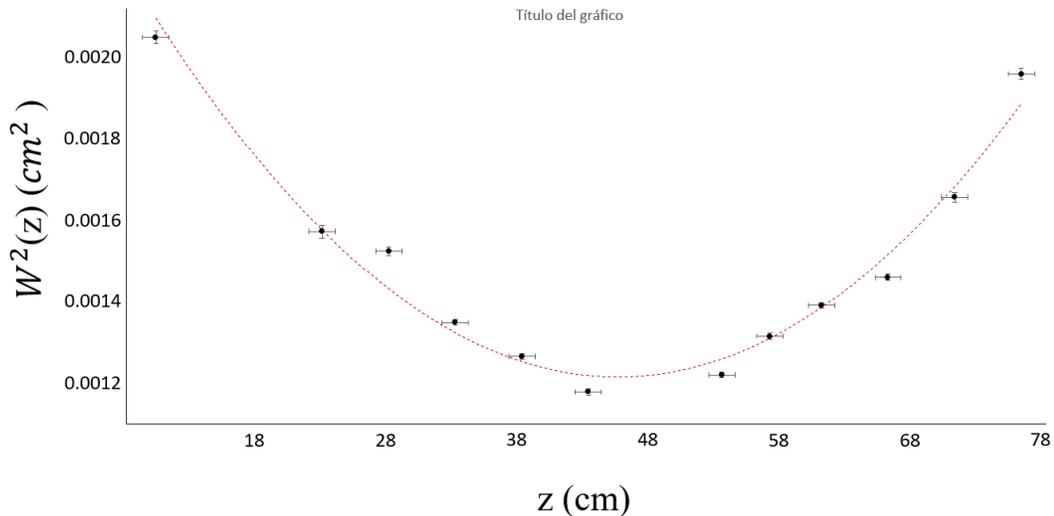


Figura 3.4: Ajuste a un polinomio de segundo orden para obtener los valores de w_0 y z_R del modo HG_{00}

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

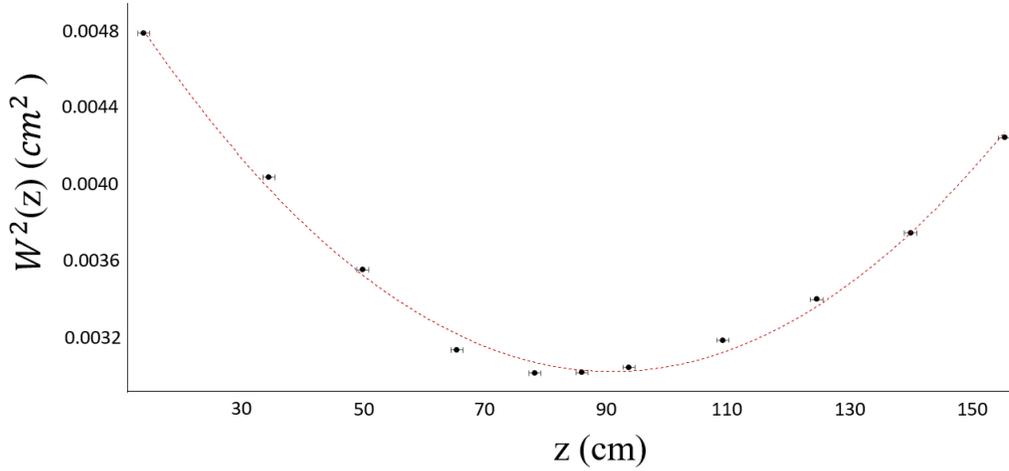


Figura 3.5: Ajuste a un polinomio de segundo orden para obtener los valores de w_0 y z_R del modo HG_{10}

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

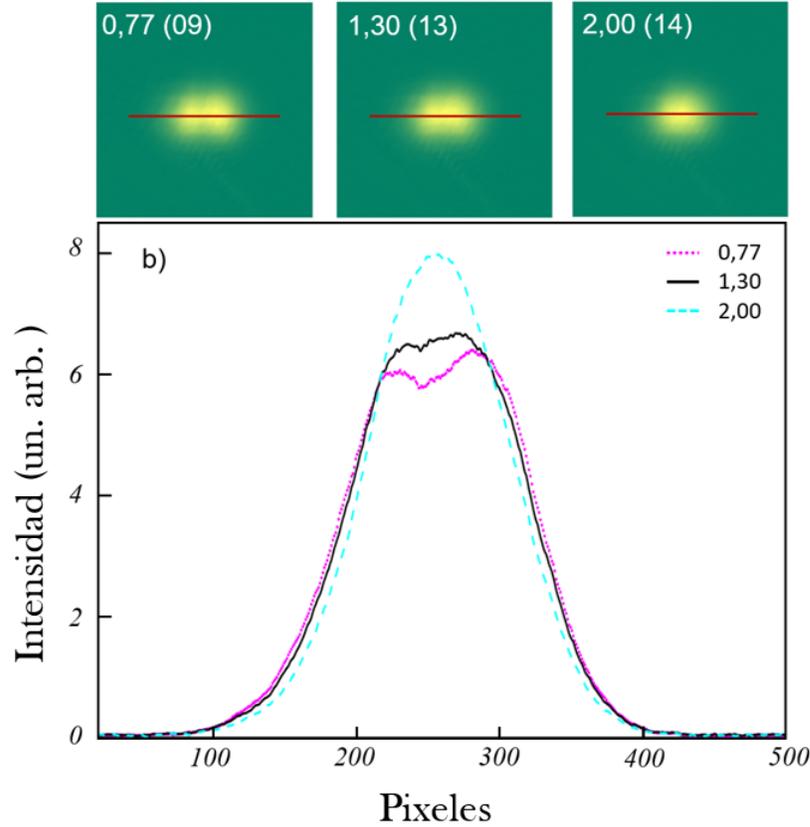


Figura 3.6: Perfil de intensidad plano en la dirección horizontal.

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.

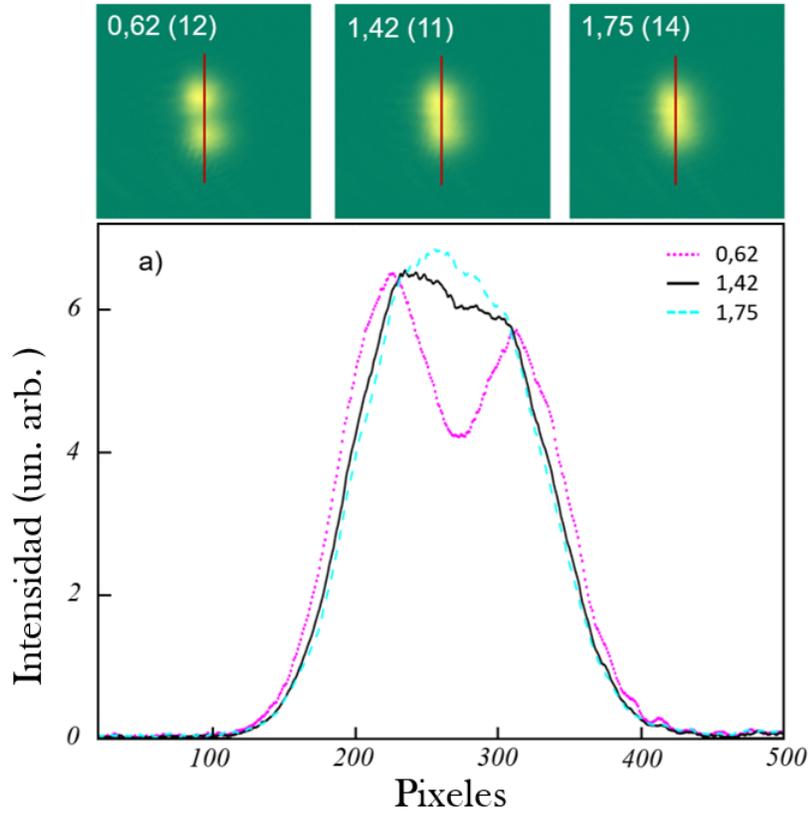


Figura 3.7: Perfil de intensidad plano en la dirección vertical.

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 ω_0 .

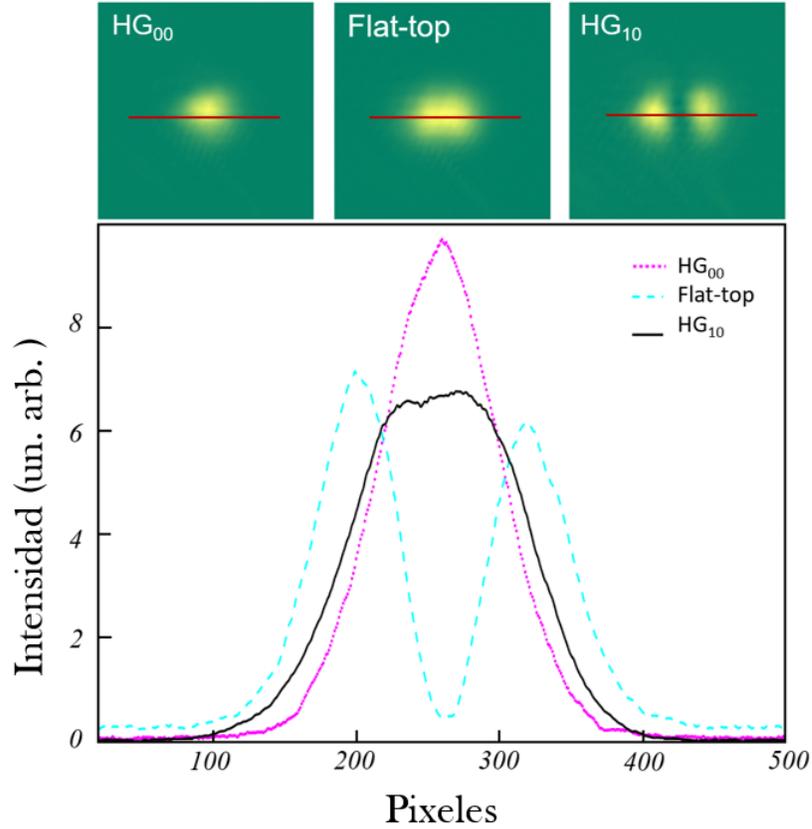


Figura 3.8: Comparación entre los perfiles del modo HG_{00} y HG_{10} con el perfil plano.

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 ω_{eg} y se hace incidir un haz cuya frecuencia es ω_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

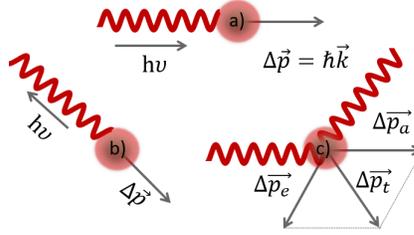


Figura 4.1: Cambio de momento en la interacción átomo-fotón. a) Absorción, b) Emisión y c) Absorción más emisión.

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].

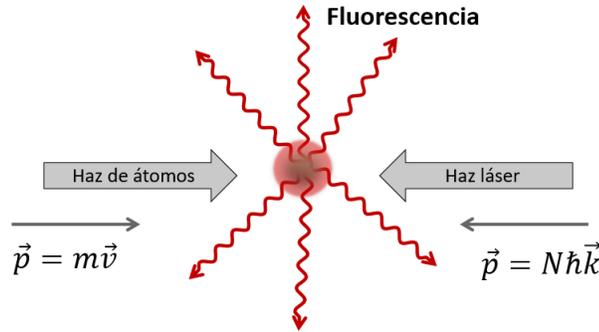


Figura 4.2: Cambio de momento por absorción-emisión de N fotones.

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 τ por lo tanto un ciclo completo durara a lo menos 2τ . 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}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

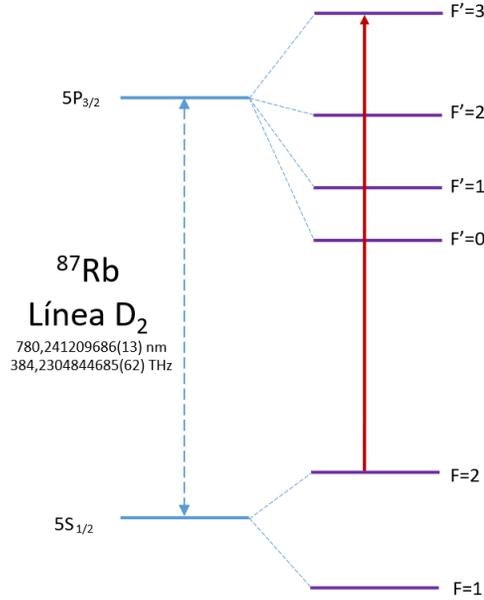


Figura 4.3: Niveles hiperfinos del ^{87}Rb en la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$.

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 δ entre la frecuencia de transición atómica ω_{eg} y la frecuencia del láser ω_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

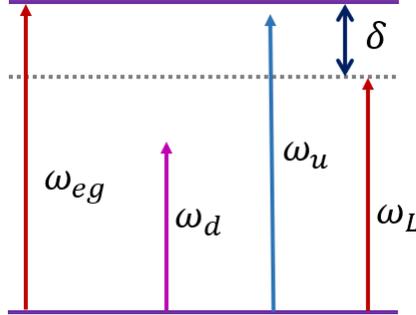


Figura 4.5: Desintonía entre la transición atómica ω_{eg} y la frecuencia del láser ω_L .

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 β 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 γ es el ancho natural de la transición atómica, $\delta = \omega_L - \omega_{eg}$ es la desintonía del láser (ω_L) respecto a la transición atómica (ω_{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}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/cm² [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 $T_D = 146$ μK , 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

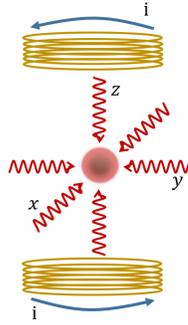


Figura 4.6: Diagrama de una 3DMOT.

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 μ_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

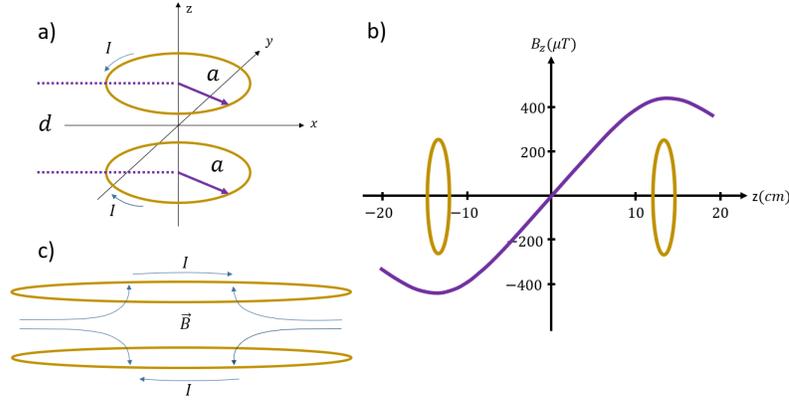


Figura 4.7: a) Bobinas en configuración anti-Helmholtz para la generación del gradiente magnético, b) Componente $B(z)$ del campo magnético. c) Diagrama de la forma y dirección del campo magnético total.

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 σ^+ y el otro polarización circular izquierda σ^- . 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 σ^- la cual induce transiciones con $\Delta m_F = -1$, mientras que para átomos en la región $z < 0$, estos absorberán preferencialmente fotones con polarización σ^+ induciendo transiciones con $\Delta m_F = 1$, y en $z = 0$ la tasa de absorción para luz σ^+ o σ^- 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 κ 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

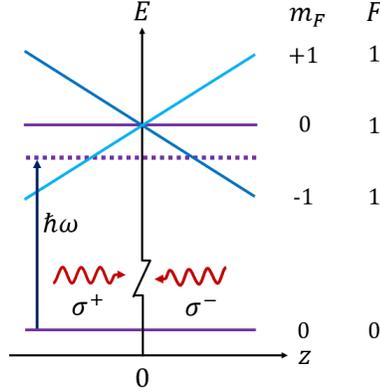


Figura 4.8: Desdoblamiento de niveles energéticos debido a \mathbf{B} .

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 σ^+ (circular derecha) y el otro polarización σ^- (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 μ 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

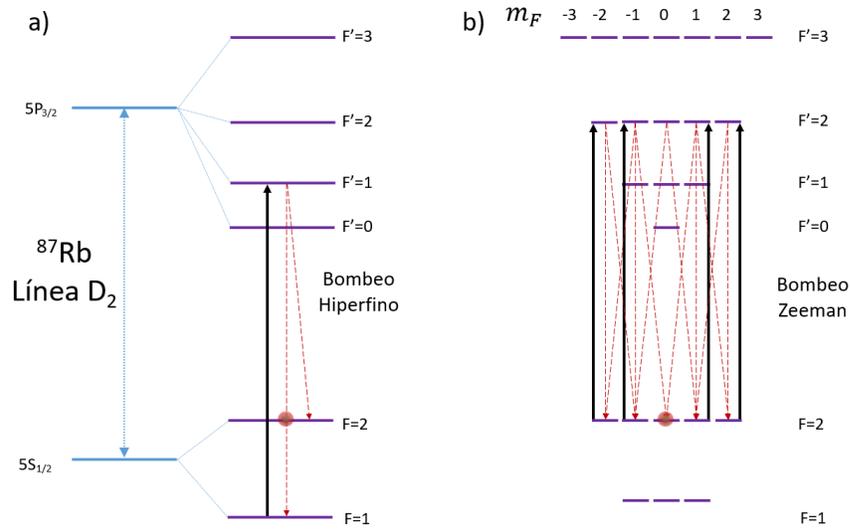


Figura 4.9: a) Bombeo hiperfino. b) Bombeo Zeeman. Las flechas negras indican transiciones inducidas por el láser y las rojas los decaimientos permitidos para cada nivel.

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 π , 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

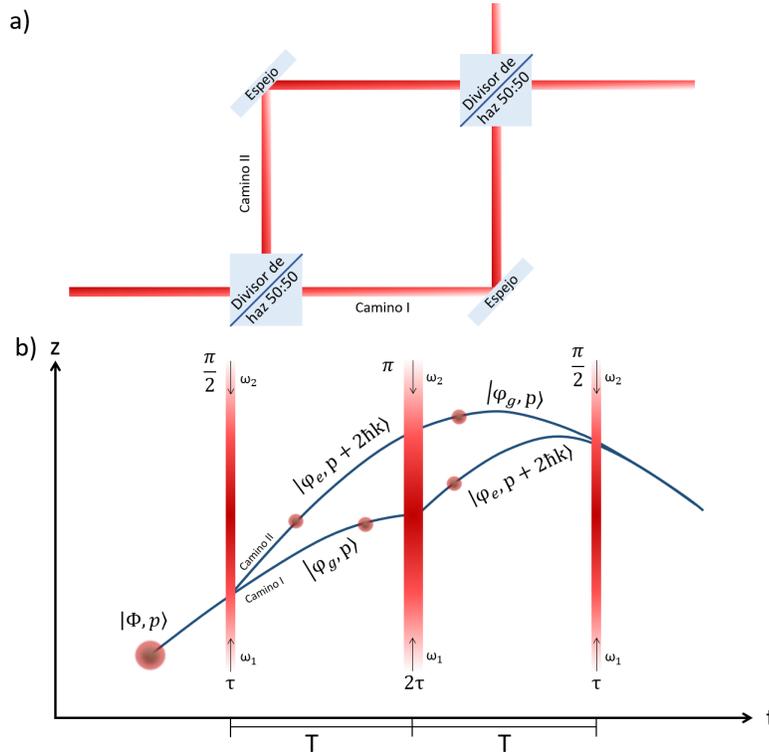


Figura 4.10: Interferómetros tipo Mach-Zehnder. a) Óptico y b) Atómico.

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 τ 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 π por un tiempo de 2τ 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 ϕ_g y ϕ_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 ω_1 y emitirá estimuladamente otro

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

fotón de la frecuencia ω_2 .

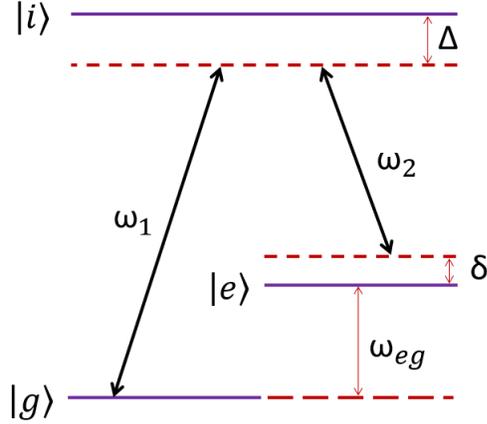


Figura 4.11: Esquema para la transición de dos fotones.

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 (ω_1 y ω_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 Δ de las frecuencias ω_1 y ω_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 ω_{eg} , diferencia de momento $\hbar\mathbf{k}_{eff}$ ($\mathbf{k}_{eff} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$), se considera δ como la desintonía de dos fotones y Δ 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 δ . 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. Ω_e y Ω_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. Ω_{eff} es la frecuencia de Rabi para una transición de dos fotones en resonancia y Ω_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 δ_{AC} y una desintonía efectiva δ_{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 δ^{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 Ω_R , las cuales aumentan mientras que δ_{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 π el átomo se encuentra en el estado excitado.

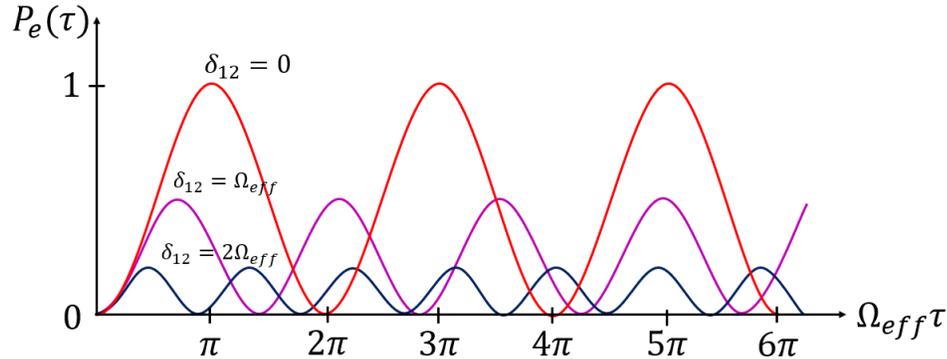


Figura 4.12: Oscilaciones de Rabi entre los estados $|e\rangle$ y $|g\rangle$.

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 τ 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 π 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 π 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 β 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

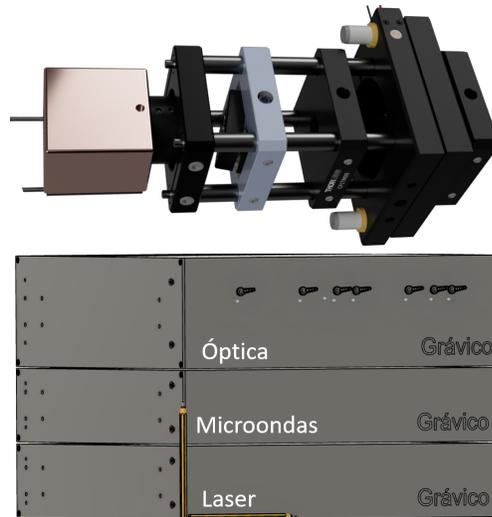


Figura 5.1: Arriba - Diseño del láser para el gravímetro. Abajo - Caja del láser junto a las cajas del sistema de modulación, óptica y de microondas. Todas en racks de 19 in.

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.

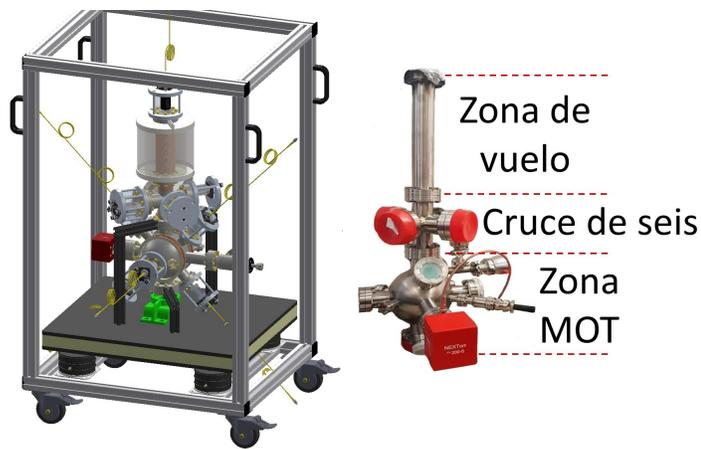


Figura 5.2: Diseño de la cámara de vacío para Grávico.

La continuación del capítulo se encuentra restringida

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, 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. Klinner, 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, 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] μ 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.