

Trabajo Fin de Máster

# Montaje del sistema óptico y cámara EMCCD para estudiar el enfriamiento Doppler de iones de $^{40}\text{Ca}^+$ en una trampa lineal de radiofrecuencia; primeros experimentos.

Raquel Álvarez García

Junio de 2019



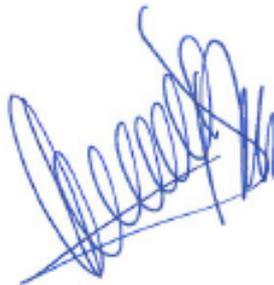
**UNIVERSIDAD  
DE GRANADA**

Tutor: Daniel Rodríguez Rubiales

*Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear*

*Universidad de Granada*

Firma Tutor:





## Resumen

En este Trabajo Fin de Máster se han realizado los primeros experimentos para la caracterización de una trampa lineal de radiofrecuencia construida en el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres de la Universidad de Granada, con el fin de que en un futuro a corto plazo se pueda utilizar ésta junto con una trampa Penning de 7 tesla, en funcionamiento en dicho laboratorio, para la medida precisa de la frecuencia de la llamada transición "reloj" del ion  $^{40}\text{Ca}^+$  ( $\lambda = 729 \text{ nm}$ ). La medida precisa de la frecuencia de esta transición en ambas trampas es el fundamento de un método novedoso, propuesto desde la Universidad de Granada, para la determinación con alta precisión del campo magnético intenso y altamente homogéneo responsable del confinamiento de los iones en la trampa Penning, importante para medidas ultra-precisas de relaciones carga-masa que se utilizan en varias ramas de la física. Previamente a la toma de medidas, ha sido necesario alinear los distintos láseres usados en el transcurso del experimento, mediante la colocación y el ajuste de los elementos ópticos para llevar la radiación láser hasta el centro de la trampa. Se ha montado el sistema óptico para la detección de los fotones de fluorescencia emitidos por los iones ( $\lambda = 397 \text{ nm}$ ) en el procedimiento de visualización (interacción ion-láser) y enfriamiento Doppler (transferencia de momento de los fotones del láser al ion). Finalmente se presentan y se discuten los primeros resultados experimentales, después del análisis y el tratamiento de los datos, y se proponen posibles mejoras de vacío y disposición de los láseres, para llegar primero al límite Doppler y después al estado de mínima energía. Una vez llegado a este punto la trampa lineal podría utilizarse para otras aplicaciones en el marco de las tecnologías cuánticas.

**Palabras clave:** trampa lineal; enfriamiento Doppler; detección de fluorescencia; límite cuántico; medida de frecuencias.



## **Agradecimientos**

En primer lugar, me gustaría agradecer a mi tutor, Daniel Rodríguez Rubiales, por toda su ayuda en la realización de este trabajo y por su disposición a resolver todas mis dudas y preguntas en todo momento, y de quien he aprendido mucho durante el transcurso del curso. Para mí es un gran ejemplo por la dedicación y el esfuerzo que muestra por su trabajo, tanto en la docencia como en la investigación.

Por supuesto, también tengo que dar las gracias a Joaquín por su inestimable ayuda y por sus explicaciones e indicaciones en el laboratorio; y de quien también he aprendido mucho. De igual forma, también quiero darles las gracias a Fran y a Manu.

Me gustaría también agradecer a los cuatro el haber hecho que me sintiera muy cómoda trabajando en el laboratorio desde el principio.

Por último, me gustaría darles las gracias a mis padres, por todo el apoyo que me han dado siempre.



# Índice

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Fundamento teórico</b>	<b>11</b>
2.1	Trampa lineal de radiofrecuencia . . . . .	11
2.2	Movimiento de un ion en una trampa de radiofrecuencia . . . . .	12
2.3	Enfriamiento con láser . . . . .	13
2.4	Aplicación de la trampa lineal en el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Dispositivo experimental y resultados</b>	<b>21</b>
3.1	Descripción del dispositivo experimental . . . . .	21
3.1.1	El sistema óptico para la detección de fluorescencia . . . . .	26
3.2	Caracterización experimental de la trampa lineal (primeros resultados) . . . . .	28
3.2.1	Producción de iones (intensidad de filamento y nubes y número de iones) . . . . .	28
3.2.2	Efecto del campo cuadrupolar de radiofrecuencia (confinamiento radial) . . . . .	31
3.2.3	Efecto del campo axial (confinamiento axial) . . . . .	32
3.2.4	Magnificación del sistema óptico . . . . .	34
3.2.5	Tiempo de vida de los iones en la trampa . . . . .	35
3.3	Mejoras para enfriamiento Doppler de un solo ion . . . . .	37
3.4	El límite cuántico. Enfriamiento hasta el estado cero de energía . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Conclusiones y perspectivas</b>	<b>41</b>
	<b>Referencias</b>	<b>43</b>



## 1 Introducción

Las trampas de iones constituyen dispositivos cuyo desarrollo ha supuesto un gran avance en distintos campos. La principal ventaja de tener a los iones confinados en una región del espacio, y en un estado de mínima energía, es la manipulación de sus estados internos, de forma que se puede modificar el estado en el que se encuentra el ion [1]. En estas condiciones, es posible la realización de experimentos de precisión. Uno de los campos que se ven beneficiados por la existencia de las trampas de iones es el de la metrología, ya que es posible la medida de la frecuencia de una transición utilizando un ion atrapado [2]. Esto abre posibilidades en el área de los estándares de frecuencia, de forma que el reloj atómico de cesio que actualmente se utiliza para la definición del segundo puede ser sustituido por un reloj óptico en el que el estándar de frecuencia puede ser determinado con una mejor precisión [3, 4]. David J. Wineland recibió el premio Nobel de Física en 2012 por sus contribuciones en este campo. Otro campo en el cual los iones atrapados y fríos resultan de gran interés, es el de la computación cuántica. La primera propuesta para la realización de una puerta lógica utilizando una trampa lineal de radiofrecuencia fue llevada a cabo por Cirac y Zoller en 1995 [5] y demostrado experimentalmente menos de un año después [6]. Estos experimentos se llevan a cabo fundamentalmente con trampas de radiofrecuencia. En el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres de la Universidad de Granada [7] se desea utilizar en primer lugar la trampa de radiofrecuencia para medir con precisión la frecuencia de la transición llamada reloj del  $^{40}\text{Ca}^+$  [2] para compararla con la misma transición medida cuando el ion esté confinado en un campo magnético de 7 tesla [8], para aplicaciones en espectrometría de masas de alta precisión [9], incluso en el régimen cuántico.

El proceso de diseño y construcción de la trampa de radiofrecuencia comenzó en febrero de 2018 y finalizó en julio de ese año [10]. Su montaje en la cámara de vacío se llevó a cabo en septiembre de 2018 y este trabajo de fin de máster tenía como objetivo llevar a cabo las primeras medidas experimentales para responder preguntas como: ¿Es posible observar fluorescencia? ¿Es posible el atrapamiento estable? ¿Se enfrían los iones en la trampa? ¿Qué configuraciones son las más óptimas para enfriamiento *Doppler* y *sideband*? Para ello es necesario completar el montaje con la cámara EMCCD (cuyas siglas en inglés hacen referencia a *Electron Multiplying Charged Coupled Device*) y el sistema óptico, además de realizar el alineamiento y completar la disposición de los láseres para producción de iones y enfriamiento Doppler.

El Trabajo Fin de Máster se divide fundamentalmente en dos capítulos (además de la introducción y las conclusiones). En el Capítulo 2 se dan los fundamentos teóricos básicos para el confinamiento de iones en una trampa lineal de radiofrecuencia, explicando también los dos procedimientos utilizados para el enfriamiento de los mismos: *Doppler* y *sideband*. Se presenta el esquema de niveles del ion  $^{40}\text{Ca}^+$ , mostrando su estructura hiperfina y el desdoblamiento de niveles por la aplicación de un campo magnético (efecto Zeeman), exponiendo el cálculo de los desplazamientos en energía de los estados no degenerados a partir de la teoría de perturbaciones. Esto enlaza con una descripción breve del método de medidas ultra-precisas de frecuencias ópticas utilizando el peine de frecuencias, particularmente en este caso para medir en un futuro la frecuencia de la transición  $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{5/2}$  del ion de  $^{40}\text{Ca}^+$  ( $\lambda = 729 \text{ nm}$ ) y la misma transición en el campo de 7 tesla, para realizar una medida ultra-precisa del campo magnético.

En el Capítulo 3 se describe el dispositivo experimental utilizado, donde se explica la

disposición en el laboratorio de los diferentes láseres usados durante el transcurso del experimento, así como el sistema de vacío y la trampa lineal de radiofrecuencia. Se da una descripción detallada de todos los elementos que conforman el sistema óptico para la detección de la señal de fluorescencia generada por los fotones emitidos por el ion en la transición  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  ( $\lambda = 397$  nm). En este capítulo se presenta también el análisis y la discusión de los primeros resultados experimentales, donde se estudian parámetros fundamentales en la caracterización de la trampa lineal, como el número de iones atrapados a partir de la señal de fluorescencia, o el tiempo que éstos pueden permanecer en la trampa en las condiciones de vacío actuales. Se realiza un estudio de los dos campos de confinamiento: el axial (DC) y el radial (radiofrecuencia), observando los efectos que éstos tienen sobre la nube de iones. Para finalizar, se discuten las posibles mejoras en el dispositivo experimental para conseguir llegar al límite Doppler de enfriamiento con un solo ion y al régimen cuántico después. Para llegar al límite Doppler se discuten mejoras de vacío y acceso radial del haz emitiendo a 397 nm. Para llegar al límite cuántico se discute brevemente al final del capítulo la configuración posible que necesita de introducir en el sistema un láser de diodo 729 nm junto con una cavidad de alta fineza, que llegará en otoño de 2019.

## 2 Fundamento teórico

En este capítulo del trabajo se presenta una descripción teórica breve de una trampa lineal de radiofrecuencia, mostrando la geometría de la misma y los principios básicos del confinamiento de iones en ésta. Se presentan también las ecuaciones de movimiento del ion en la trampa, así como el fundamento teórico del enfriamiento de iones con haces de luz láser. Por último, se describe una posible aplicación novedosa de la trampa de estas características, construida en el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres de la Universidad de Granada [7].

### 2.1 Trampa lineal de radiofrecuencia

Con una trampa de iones se busca generar un mínimo de potencial en una región del espacio, de forma que los iones queden confinados, con el objetivo de tener un buen control sobre ellos. Esto, combinado con mecanismos de reducción de energía (enfriamiento) permiten la manipulación de estados internos del ion. En una trampa Paul, este confinamiento se consigue gracias a la aplicación de un campo eléctrico variable en el tiempo [11], mientras que en una trampa Penning, se combinan un campo electrostático cuadrupolar y uno magnético de alta intensidad y homogeneidad. Las trampas lineales de radiofrecuencia son casos particulares de trampas Paul, y es el tipo de trampa con el cual se ha realizado este trabajo. Las trampas lineales están formadas por cuatro electrodos cuyas superficies en el plano radial son cercanas a hiperboloides, de forma que se genera en dicho plano un campo cuadrupolar, que haciéndolo variar sinusoidalmente en el tiempo, permite el confinamiento radial. En la dirección axial se colocan en ambos extremos dos electrodos sobre los que se aplica el mismo voltaje constante, generando un pozo de potencial con un mínimo en el centro de la trampa. La geometría de una trampa lineal se muestra de forma esquemática en la figura 1, donde además se presentan las líneas equipotenciales debidas al campo cuadrupolar.

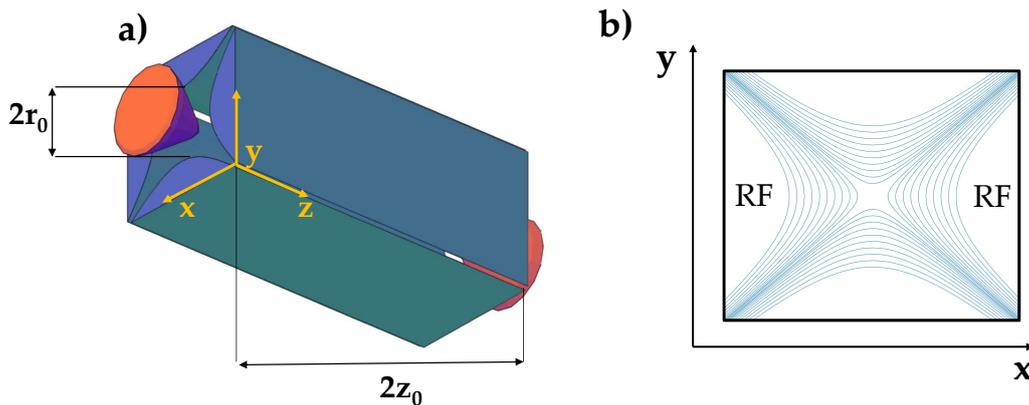


Figura 1: **a)** Esquema de una trampa lineal de radiofrecuencia. En azul, los cuatro electrodos con superficie interior hiperbólica. En rojo, los llamados *endcaps*. **b)** Representación de las líneas equipotenciales en el plano radial, generadas por el campo cuadrupolar.

El plano  $xy$  de la figura 1 se corresponde con el plano radial, donde el confinamiento se consigue con cuatro electrodos, de superficies que se intentan sean hiperbólicas, co-

nectando dos de ellos paralelos con superficies interiores enfrentadas, a una fuente de radiofrecuencia y manteniendo los otros dos a tierra. En cuanto al confinamiento en el eje axial (eje  $z$  en la figura 1), se consigue utilizando dos electrodos llamados *endcaps*, y conectados a una fuente de voltaje DC. De esta forma, el potencial dentro de la trampa tiene dos componentes: una dependiente del tiempo, que varía de forma sinusoidal en la dirección radial, y otra constante [12]. El potencial total tiene la siguiente forma:

$$\Phi = \frac{V_{\text{RF}}}{2r_0^2}(x^2 - y^2)\cos(\Omega_{\text{RF}}t) + \frac{U_{\text{DC}}}{z_0^2}z^2, \quad (2.1)$$

donde  $V_{\text{RF}}$  es la amplitud del campo de radiofrecuencia,  $r_0$  es la distancia más corta desde el centro de la trampa hasta la superficie de cualquiera de los electrodos hiperbólicos,  $\Omega_{\text{RF}}$  es la radiofrecuencia del campo radial,  $U_{\text{DC}}$  es el voltaje aplicado a los *endcaps* y  $z_0$  es la distancia en la dirección axial entre el centro de la trampa y los *endcaps*.

## 2.2 Movimiento de un ion en una trampa de radiofrecuencia

El potencial dado por la ecuación (2.1) ha de cumplir la ecuación de *Laplace* en cada instante, esto es:

$$\Delta\Phi = 0. \quad (2.2)$$

En el plano radial, la posición del ion en la trampa en función del tiempo (movimiento), se halla resolviendo la ecuación [12]:

$$\frac{d^2u}{d\xi^2} + [2q_u\cos(2\xi)]u = 0, \quad (2.3)$$

donde  $u$  representa las coordenadas  $x$  e  $y$ ; y se han introducido los siguientes cambios de variable:

$$\xi = \frac{\Omega_{\text{RF}}t}{2} \quad (2.4)$$

y

$$q_u = \frac{2eV_{\text{RF}}}{mu_0^2\Omega_{\text{RF}}^2}. \quad (2.5)$$

La ecuación (2.3) es una ecuación de *Mathieu*, cuya resolución detallada puede encontrarse en las referencias [12, 13]. Finalmente, para describir la posición del ion en función del tiempo en las direcciones  $x$  e  $y$ , se llega a la siguiente expresión [14]:

$$u(t) = A\left(1 - \frac{q_u}{2}\cos(\Omega_{\text{RF}}t)\right)\cos(\omega_i t), \quad (2.6)$$

donde  $A$  es una constante que resulta de resolver las ecuaciones de *Mathieu*, y  $\omega_i$  es la llamada frecuencia secular, que caracteriza un movimiento armónico promedio del ion en la trampa de radiofrecuencia. Dicha frecuencia viene dada por la siguiente expresión:

$$\omega_i = \frac{q_u\Omega_{\text{RF}}}{\sqrt{8}}. \quad (2.7)$$

Además, es necesario tener en cuenta el micromovimiento, regulado por  $\Omega_{\text{RF}}$ , que es rápido en comparación con el movimiento regulado por  $\omega_i$  [14]. El resultado de combinar estos dos movimientos está esquematizado en la figura 2. Cuando el ion se encuentra

en la zona de la trampa en la que el campo es cero, entonces no aparece este micromovimiento. En una trampa lineal, esta situación se da en el centro y a lo largo de todo el eje axial [15].

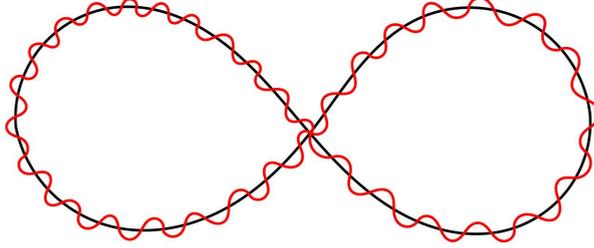


Figura 2: Representación esquemática de la combinación del movimiento secular (en negro) y con el micromovimiento (en rojo).

En lo que respecta al movimiento en el eje axial, se corresponde con el de un oscilador armónico de frecuencia  $\omega_z$  [14], donde dicha frecuencia viene dada por la ecuación:

$$\omega_z = \frac{1}{z_0} \sqrt{\frac{eU_{DC}}{m}}. \quad (2.8)$$

En las direcciones del plano radial, la variación del campo eléctrico hace que se hable de un valor promedio o pseudo-potencial [14] que viene dado para cada dirección  $u = x, y$ , como

$$\bar{D}_u = \frac{eV_{RF}^2}{4mu_0^2\Omega_{RF}^2}. \quad (2.9)$$

Haciendo uso de estas expresiones, es posible calcular el número máximo de iones que se pueden almacenar en la trampa. La densidad de iones en la misma ( $n$ ), es máxima en el momento en el cual la profundidad del pozo de potencial de la trampa es igual al potencial creado por la nube de iones ( $\nabla^2 V_{nube} = Qn/\epsilon_0$  con  $Q$  la carga electrónica de éstos). En una aproximación donde consideramos un volumen esférico, esto es utilizando para la dirección  $z$  el mismo pseudo-potencial que para las direcciones  $x$  e  $y$ , obtenemos para la densidad máxima de iones:

$$n_{max} = \frac{3\epsilon_0\bar{D}}{Qr_0^2}, \quad (2.10)$$

donde  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío.

### 2.3 Enfriamiento con láser

Como ya se ha dicho anteriormente, para poder realizar experimentos de precisión con los iones, particularmente utilizando los estados internos, es necesario enfriarlos. Esto es, llevarlos a un estado en el pozo de potencial en el que su energía sea mínima, lo que permite tener a los iones mejor localizados en el centro de la trampa donde están menos afectados por el micromovimiento, conseguir un incremento en el tiempo de vida de los iones y hacer que los experimentos estén libres de efecto Doppler [15]. El enfriamiento mediante uso de láseres, permite que el ion quede en el estado cero del pozo de potencial, utilizando por ejemplo, de forma secuencial, dos procesos:

- **Enfriamiento Doppler**, a partir del cual se puede alcanzar el límite *Doppler* ( $T_{\text{ion}} \simeq 1 \text{ mK}$ ), y
- **enfriamiento por bandas laterales** o enfriamiento *sideband*.

Brevemente, el **enfriamiento Doppler** es un proceso semiclásico, en el que cual la frecuencia del láser se desintoniza por debajo de la frecuencia de la transición del ion a la cual se quiere acceder. De esta forma, si el ion está moviéndose en la misma dirección pero en sentido contrario al de propagación del haz, debido al efecto *Doppler*, el ion absorberá un fotón, resultando finalmente en una pérdida de momento por parte del ion, ya que la emisión espontánea posterior del mismo es isotrópica. Al absorber el fotón, el electrón del ion se encuentra en el estado superior de la transición, por lo que es necesario que pueda darse el decaimiento espontáneo al nivel inferior. Si decae a un estado metaestable, entonces es necesario el uso de otro láser que vuelva a llevar al electrón del ion al estado superior y pueda continuar el ciclo de enfriamiento [14, 15]. Para este tipo de enfriamiento, por tanto, se utilizan transiciones eléctricas dipolares que tienen una anchura de línea de 10 - 20 MHz y con ello tiempos de vida en torno a 10 ns. En un segundo de interacción, por tanto, el proceso se repite muchas veces, hasta un límite que viene determinado por el propio retroceso del ion en la emisión del fotón (límite *Doppler*).

En cuanto al **enfriamiento sideband**, una vez alcanzado el límite *Doppler*, permite llegar al estado fundamental en el modelo de pozo de potencial que representa el movimiento armónico del ion en la trampa. En el régimen cuántico, cuando la anchura de línea de la transición es mucho menor que la frecuencia de oscilación del ion, entonces en el espectro de absorción aparecen unas bandas laterales que se encuentran separadas una cantidad igual a la frecuencia de oscilación  $\omega_i$  ( $\hbar\omega_i$  en energía). En este tipo de enfriamiento, la frecuencia del láser se ajusta de tal forma que sea igual a la de la primera banda lateral por debajo de la frecuencia central o *carrier*; cuando el ion absorbe el fotón, se produce la pérdida de un fonón en el pozo de potencial. Posteriormente, por decaimiento espontáneo, el ion vuelve al estado inferior pero sin variar el número de fonones. Repitiendo este proceso, es posible llegar al estado de mínima energía [12, 15, 16].

En el Laboratorio de Trampas de Iones de la Universidad de Granada [7], se utiliza el ion de  $^{40}\text{Ca}^+$ ; cuyo esquema de niveles está representado en la figura 3, donde se indican las transiciones empleadas para realizar tanto el enfriamiento *Doppler*, como el enfriamiento *sideband*.

El nivel fundamental se corresponde con un **4s**, y el primer excitado con un nivel **3d**. Este primer estado excitado es un nivel metaestable, con una vida media de aproximadamente 1 s [17, 18]. El desdoblamiento de este nivel se debe al acoplamiento *spin*-órbita, que da lugar a dos niveles con momento angular total  $J = 5/2$  y  $J = 3/2$ . La separación en frecuencia de estos dos niveles es de 1,8 THz [17]. Las transiciones entre el nivel S y los niveles D se corresponden con transiciones eléctricas cuadrupolares [19]. El siguiente estado excitado del ion se corresponde con un nivel **2P**, cuya estructura fina consiste en dos niveles con  $J = 3/2$  y  $J = 1/2$  separados 6,7 THz [17]; y cuyas vidas medias son de aproximadamente 7 ns [17].

En el Laboratorio de Trampas de Iones, se utiliza la transición  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  para el enfriamiento *Doppler*, aunque también es necesario acceder a la transición  $D_{3/2} \rightarrow P_{1/2}$ , ya que el ion decae a ese estado metaestable con cierta probabilidad en vez de decaer al estado fundamental. Para el enfriamiento *sideband* se utilizará la transición  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$  [20].

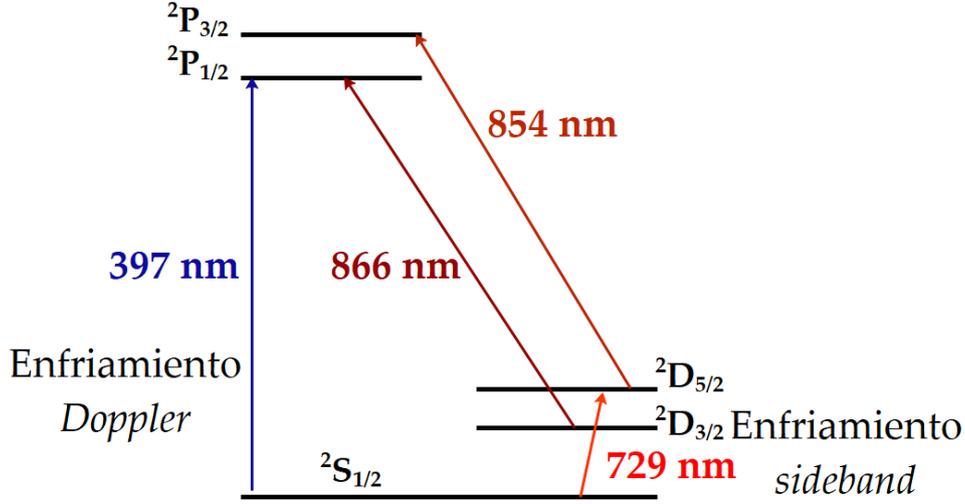


Figura 3: Esquema de niveles del ion de  $^{40}\text{Ca}^+$ .

## 2.4 Aplicación de la trampa lineal en el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres

La trampa lineal de radiofrecuencia en el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres de la Universidad de Granada [7] se utilizará inicialmente en conjunto con la trampa Penning, también presente en este laboratorio [8], para espectrometría de masas de alta precisión. Con la trampa lineal pretendemos implementar una técnica novedosa para calibración del campo magnético.

Como ya se dijo anteriormente, una trampa Penning utiliza un campo electrostático en combinación con un campo magnético para conseguir el confinamiento de los iones. Las trampas Penning pueden ser utilizadas para medidas de masas ultra-precisas, midiendo la frecuencia de ciclotrón del ion para determinar su relación carga-masa. Una de las técnicas que se puede emplear para medir la frecuencia ciclotrónica, es la técnica TOF-ICR (*Time-Of-Flight Ion-Cyclotron-Resonance*) [21]. La expresión que relaciona estas cantidades viene dada en la ecuación (2.11)

$$\nu_c^{\text{ion}} = \frac{1}{2\pi} \frac{Q}{m_{\text{ion}}} B, \quad (2.11)$$

donde  $\nu_c^{\text{ion}}$  es la frecuencia de ciclotrón del ion de interés,  $\frac{Q}{m_{\text{ion}}}$  es la relación carga-masa y  $B$  es el campo magnético [8, 22]. Si se conoce el campo magnético, es posible obtener la masa del ion de interés [24].  $B$  se determina habitualmente utilizando un ion de referencia cuya relación carga-masa se conoce con precisión, y cuya frecuencia de ciclotrón vendrá dada por la ecuación (2.12)

$$\nu_c^{\text{ref}} = \frac{1}{2\pi} \frac{Q}{m_{\text{ref}}} B. \quad (2.12)$$

Dividiendo ambas expresiones, es posible obtener

$$\left(\frac{Q}{m}\right)_{\text{ion}} = \left(\frac{Q}{m}\right)_{\text{ref}} \times \frac{\nu_c^{\text{ion}}}{\nu_c^{\text{ref}}}. \quad (2.13)$$

Esta medida de  $B$  depende de una medida de la masa de un elemento de referencia. En este apartado lo que se propone es medir  $B$  a partir de frecuencias ópticas y utilizar la

ecuación (2.11) directamente. El campo  $B$  se determinaría por tanto a partir de la medida de la frecuencia de una transición del ion en la trampa lineal de radiofrecuencia y en la trampa Penning de 7 tesla. En esta última, debido al efecto Zeeman se origina un desdoblamiento de los niveles de la figura 3, resultando en los de la figura 4, donde se han representado sólo los estados de interés. Las transiciones utilizadas son  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$  para la trampa lineal y  ${}^2S_{1/2,1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2,5/2}$  en la trampa Penning.

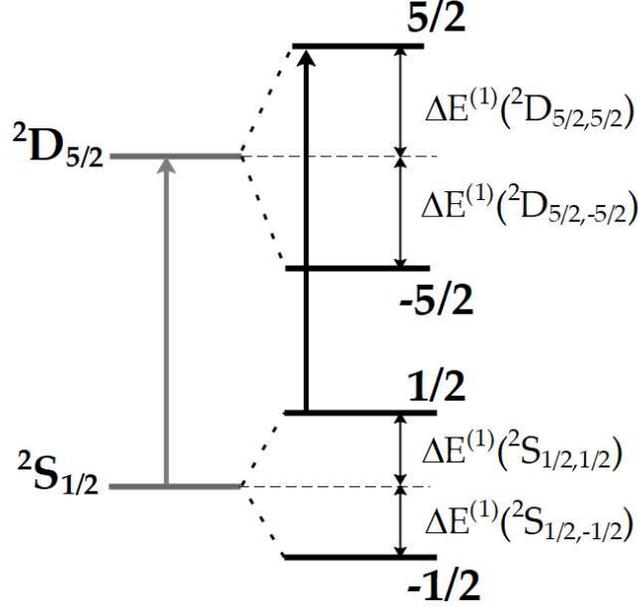


Figura 4: Esquema del desdoblamiento de los niveles de interés del ion de  ${}^{40}\text{Ca}^+$  debido a la presencia de un campo magnético.

De la figura 4 se puede deducir que la diferencia en energía, entre las dos transiciones mencionadas arriba, viene dada por la siguiente expresión:

$$\Delta E({}^2S_{1/2,1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2,5/2}) - \Delta E({}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}) = \Delta E^{(1)}({}^2D_{5/2,5/2}) - \Delta E^{(1)}({}^2S_{1/2,1/2}), \quad (2.14)$$

donde  $\Delta E^{(1)}$  indica la corrección en energía de primer orden en teoría de perturbaciones. De forma que si se calculan estas correcciones, se llega a la expresión buscada. Las expresiones de primer y segundo orden para la corrección en energía vienen dadas por [23]

$$\Delta E^{(1)} = \langle LS; JM_J | H' | LS; JM_J \rangle \quad (2.15)$$

y

$$\Delta E^{(2)} = \sum_{L'S'; J'M_{J'} \neq LS; JM_J} \frac{|\langle LS; JM_J | H' | L'S'; J'M_{J'} \rangle|^2}{E_{LS; JM_J} - E_{L'S'; J'M_{J'}}}, \quad (2.16)$$

respectivamente. El término en el Hamiltoniano debido al efecto Zeeman tiene la forma:

$$H' = \frac{\mu_B B}{\hbar} (L_z + g_s S_z) \quad (2.17)$$

donde  $\mu_B$  es el magnetón de Bohr,  $\hbar$  es la constante de Planck reducida,  $L_z$  es el operador momento angular en el eje  $z$ ,  $g_s$  es el factor giromagnético medido con gran precisión

[26], y  $S_z$  es el operador de spin en el eje  $z$  [25]. Utilizando los número cuánticos de las ecuaciones (2.15) y (2.16), los estados del ion pueden escribirse de la siguiente manera:

$${}^2S_{1/2,-1/2} \rightarrow \left| 0\frac{1}{2}; \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (2.18)$$

$${}^2S_{1/2,1/2} \rightarrow \left| 0\frac{1}{2}; \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (2.19)$$

$${}^2D_{5/2,-5/2} \rightarrow \left| 2\frac{1}{2}; \frac{5}{2} - \frac{5}{2} \right\rangle, \quad (2.20)$$

$${}^2D_{5/2,5/2} \rightarrow \left| 2\frac{1}{2}; \frac{5}{2} \frac{5}{2} \right\rangle. \quad (2.21)$$

Antes de hacer el cálculo de las correcciones a la energía es necesario hacer un cambio de base a  $|LS; M_L M_S\rangle$ , ya que el operador  $H'$  actúa sobre estados con estos números cuánticos. Para llevar a cabo el cambio de base, se hace uso de los coeficientes de Clebsch-Gordan [27], de forma que los estados en la nueva base se pueden escribir como:

$$\left| 0\frac{1}{2}; \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \rightarrow \left| 0\frac{1}{2}; 0 - \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (2.22)$$

$$\left| 0\frac{1}{2}; \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \rightarrow \left| 0\frac{1}{2}; 0 \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (2.23)$$

$$\left| 2\frac{1}{2}; \frac{5}{2} - \frac{5}{2} \right\rangle \rightarrow \left| 2\frac{1}{2}; -2 - \frac{1}{2} \right\rangle, \quad (2.24)$$

$$\left| 2\frac{1}{2}; \frac{5}{2} \frac{5}{2} \right\rangle \rightarrow \left| 2\frac{1}{2}; 2 \frac{1}{2} \right\rangle. \quad (2.25)$$

Una vez que los estados ya están expresados en la base adecuada, es posible hacer el cálculo perturbativo de primer orden. Nótese que para los casos de interés, sólo la corrección de este orden es no nula. Estas correcciones vienen dadas por las expresiones:

$$\Delta E^{(1)}({}^2S_{1/2,-1/2}) = -\frac{\mu_B B g_s}{2}, \quad (2.26)$$

$$\Delta E^{(1)}({}^2S_{1/2,1/2}) = \frac{\mu_B B g_s}{2}, \quad (2.27)$$

$$\Delta E^{(1)}({}^2D_{5/2,-5/2}) = -\frac{\mu_B B g_s}{2} - 2\mu_B B, \quad (2.28)$$

$$\Delta E^{(1)}({}^2D_{5/2,5/2}) = \frac{\mu_B B g_s}{2} + 2\mu_B B. \quad (2.29)$$

Volviendo a la ecuación (2.14), la diferencia entre las energía de las dos transiciones es:

$$\Delta E({}^2S_{1/2,1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2,5/2}) - \Delta E({}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}) = 2\mu_B B. \quad (2.30)$$

Si se dividen ambos términos de la ecuación entre la constante de Planck para obtener la diferencia en frecuencia, y despejando  $B$ , se llega a la siguiente expresión:

$$B = \frac{\Delta\nu}{2\frac{\mu_B}{h}}, \quad (2.31)$$

donde  $\Delta\nu$  representa la diferencia entre las frecuencias de las dos transiciones. Tal y como se ha mencionado con anterioridad, la frecuencia de la transición  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$  se mide en la trampa lineal. En esta trampa también se aplica un campo magnético, aunque mucho menor que en la trampa Penning ( $B \sim 0,01$  T). La razón por la cual se aplica este campo, es la de contrarrestar el efecto de los posibles campos magnéticos residuales, además de definir un eje de cuantización. Por ello, el desdoblamiento de niveles también deberá tenerse en cuenta en la trampa lineal; de forma que la frecuencia de la transición  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$  vendrá dada por la diferencia de las frecuencias correspondientes a  ${}^2S_{1/2,1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2,1/2}$  y  ${}^2S_{1/2,-1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2,-5/2}$ .

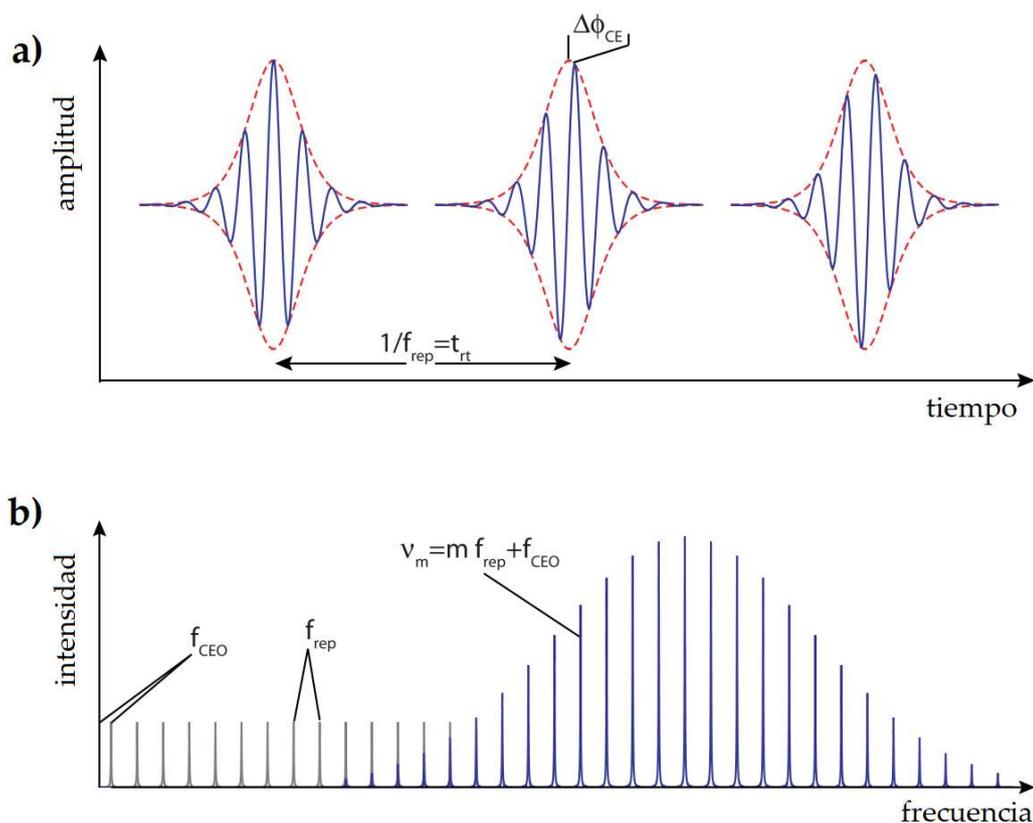


Figura 5: **a)** Tren de pulsos emitido por el láser en el dominio del tiempo. **b)** Pulsos emitidos por el láser en el dominio de frecuencias. Modificación de la figura 4.1 de la referencia [17].

Utilizando el método descrito, es posible determinar el valor del campo  $B$  con mucha precisión, teniendo en cuenta que el valor de  $\mu_B/h$  se conoce con precisión hasta la

décima cifra decimal [28] y que es posible determinar la frecuencia de las transiciones con una precisión de 1 Hz, precisión con la cual puede calcularse  $B$  con una incertidumbre relativa  $\Delta B/B \sim 10^{-11}$  T.

Es posible medir frecuencias ópticas con precisiones de 1 Hz utilizando un peine de frecuencias. Para ello es necesario que el láser que provee la radiación está bloqueado a una cavidad de alta fineza. A continuación, se explica brevemente el método de medida de frecuencias ópticas de una transición atómica utilizando un peine de frecuencias.

Cuando un láser opera en *mode-locking*, éste emite una serie de pulsos muy cortos que en el dominio de frecuencias resultan en un conjunto de modos equiespaciados y con coherencia de fase entre ellos [29], tal y como se puede ver en la figura 5. En el dominio de frecuencias los distintos modos se encuentran separados por la frecuencia de repetición,  $f_{\text{rep}}$ , que puede calcularse de la siguiente forma:

$$f_{\text{rep}} = \frac{1}{t_{\text{rt}}} = \frac{c}{L}, \quad (2.32)$$

donde  $t_{\text{rt}}$  es la separación entre pulsos en el dominio del tiempo,  $c$  es la velocidad de la luz y  $L$  es la longitud de la cavidad resonante del láser. En el dominio de frecuencias, el modo  $m$ -ésimo se encuentra a una frecuencia  $\nu_m = mf_{\text{rep}} + f_{\text{CEO}}$  [17], donde  $f_{\text{CEO}}$  es la frecuencia del *carrier-envelope offset*, que está relacionada con la diferencia entre la velocidad de fase y la velocidad de grupo ( $\Delta\phi_{\text{CE}}$  en la figura 5) [29].

El procedimiento experimental para la medida de la frecuencia de la transición utilizando el peine de frecuencias, y una vez que el ion ya ha sido atrapado y enfriado hasta el estado cero de energía, consta de tres pasos:

1. Se estabiliza en frecuencia el láser con el cual se accede a la transición de interés utilizando una cavidad de alta fineza.
2. Se observa la transición de referencia del ion haciendo incidir un pulso láser y midiendo el número de saltos cuánticos entre los dos niveles de la transición (*electron shelving*) varias veces alrededor de dicha frecuencia. Generalmente a ambos lados del centro de la distribución  $\nu_c - \Delta\nu/2$  y  $\nu_c + \Delta\nu/2$  siendo  $\Delta\nu$  la anchura a mitad de altura (*Full Width at Half Maximum*). La diferencia entre el número de saltos a un lado y a otro,  $N_1 - N_2$ , permite generar una señal de error para corregir la frecuencia del láser tal que esta diferencia se mantenga igual a cero.
3. Estas frecuencias se miden con el peine de la siguiente forma:

$$f_{1,2} = mf_{\text{rep}} \pm f_{\text{CEO}} \pm f_{\text{beat}} \quad (2.33)$$

donde las cantidades  $f_{1,2}$  se representan en la figura 6 como  $f_{\text{sondeo}} \cdot f_{\text{beat}}$  también representada en la figura, es la diferencia entre  $f_{\text{sondeo}}$  y la frecuencia de uno de los modos del peine.

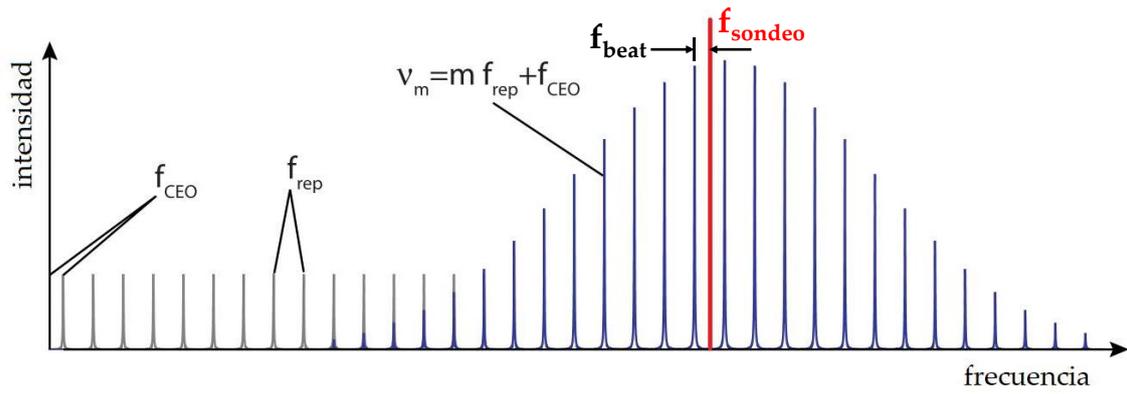


Figura 6: Representación esquemática de la medida de la frecuencia utilizando el peine de frecuencias. Modificación de la figura 4.1 en [17].

### 3 Dispositivo experimental y resultados

En este capítulo del trabajo se da una descripción del dispositivo experimental utilizado, particularmente se centra en el sistema óptico de la detección de fluorescencia. Se muestran los resultados de los primeros experimentos de enfriamiento de iones llevados a cabo para la caracterización de la trampa lineal de radiofrecuencia. En estos primeros experimentos, se ha estudiado el efecto de los campos de confinamiento axial (DC) y radial (radiofrecuencia), se ha calculado el número de iones almacenados en la trampa y su tiempo de vida en la misma en las condiciones actuales del experimento. En estas condiciones, la limitación puede estar en el vacío alcanzado y también puede deberse al hecho de que el láser de enfriamiento sólo incide en la dirección axial.

#### 3.1 Descripción del dispositivo experimental

Una descripción detallada del dispositivo experimental incluyendo todos los aspectos técnicos puede encontrarse en la referencia [10]. El sistema se compone de los siguientes elementos que se describen a continuación: 1) el sistema de vacío, 2) el sistema de láseres, 3) el horno para la producción de los átomos de calcio, 4) la trampa de iones y 5) el sistema de detección de fluorescencia.

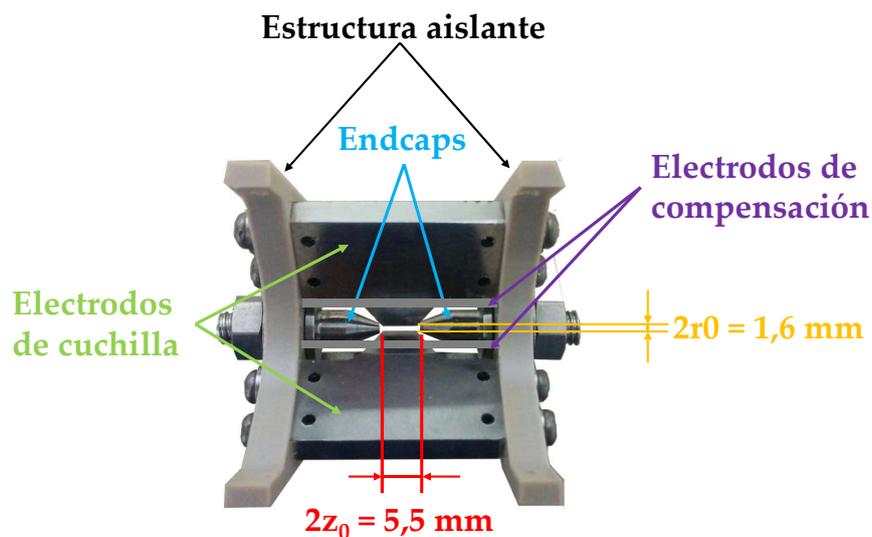


Figura 7: Trampa lineal de radiofrecuencia. Primer prototipo construido en la Universidad de Granada con una máquina de 4 ejes. La estructura aislante está hecha en plástico PEEK.

#### Trampa lineal

Un primer prototipo de la trampa de iones concebida para estos experimentos se puede ver de forma esquemática en la figura 7. El campo cuadrupolar radial se genera con cuatro electrodos de cuchilla. El mecanizado de estos electrodos necesita de una máquina de 5 ejes, por lo que la versión definitiva utilizada en los experimentos no se pudo construir en el taller de la universidad. Una vista de la trampa definitiva utilizada para los

experimentos que aquí se presentan se muestra en la figura 8. Este modelo de trampa fue propuesto y desarrollado ampliamente por el grupo de investigación de la Universidad de Innsbruck (Austria) [30]. En la trampa de la UGR, los *endcaps* están provistos de orificios de 1 mm de diámetro para introducir los láseres por ellos y hacerlos pasar por el centro de la trampa (dirección axial). Además de los electrodos de cuchilla hay cuatro electrodos llamados de compensación para reducir el micromovimiento [31]. Como ya se mencionó anteriormente, los detalles del diseño de la trampa y de la electrónica para su funcionamiento pueden encontrarse en la referencia [10].

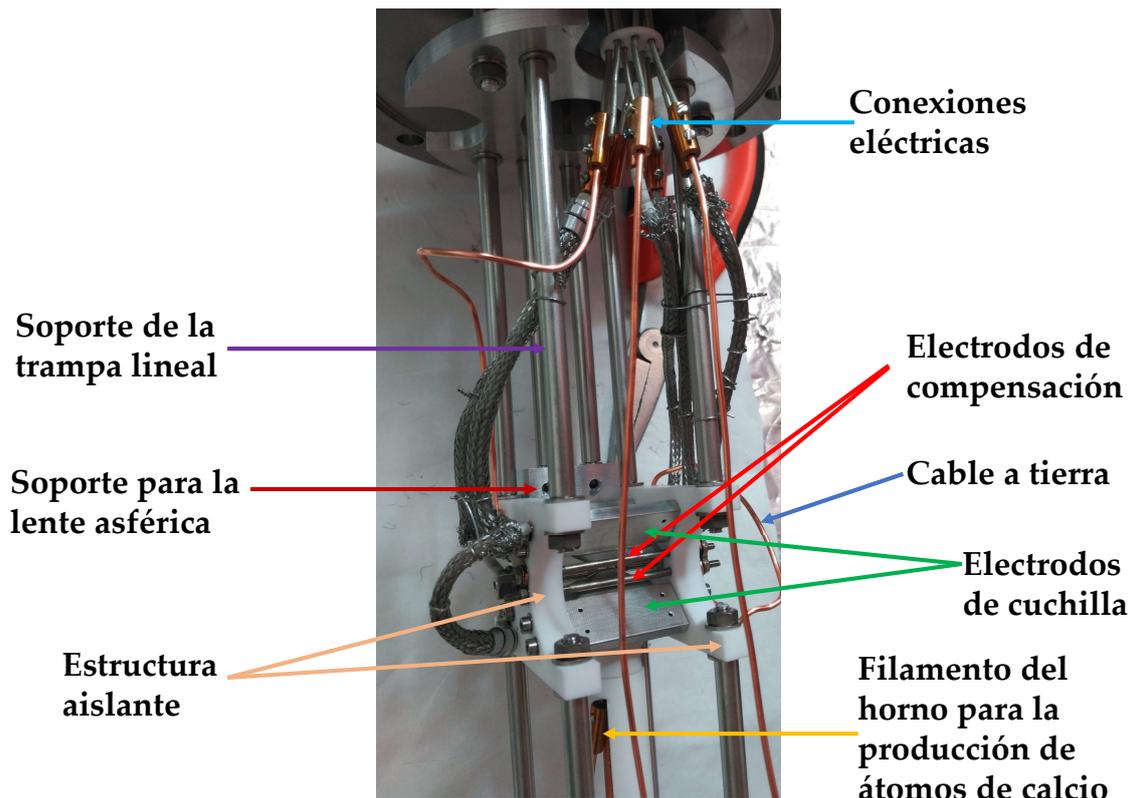


Figura 8: Vista de la trampa lineal de radiofrecuencia utilizada en los experimentos. El aislante es MACOR.

### Sistema de vacío

El vacío necesario se consigue utilizando tres tipos distintos de bombas. En primer lugar, se utiliza una bomba primaria (modelo *nXDS 15i*, marca *Edwards*), capaz de llegar a presiones de  $\sim 7 \times 10^{-3}$  mbar. Tras alcanzar este nivel de presión, se utiliza una bomba turbomolecular (controlada mediante una unidad de control modelo *DCU 400*, marca *Pfeiffer Vacuum*), que permite llegar a presiones de  $\sim 10^{-8}$  mbar. Para alcanzar presiones inferiores, el sistema se calienta hasta temperaturas superiores a 100 °C durante varias semanas con las bombas primaria y turbomolecular funcionando. Finalmente se activa una bomba iónica (controlada con una unidad *Digital Vacuum Pump Power Supply*, marca *gamma vacuum*), que permite alcanzar niveles de presión de hasta  $10^{-11}$  mbar (si el sellado y el calentamiento se han realizado de la forma correcta). En la figura 20 se puede ver un esquema de las tres bombas junto con la cruz de vacío, donde se fija la trampa

lineal (a través de la brida CF100 mostrada en la figura 8). Durante la realización de los experimentos, el nivel de presión estuvo en torno a  $10^{-9}$  mbar.

### Sistema de láseres

El **sistema de láseres** y su disposición en el laboratorio se encuentra esquematizado en la figura 9. Los láseres se utilizan tanto para la producción de iones por fotoionización de átomos de calcio, como para el enfriamiento de los mismos. Los láseres usados para la fotoionización son de diodo, uno de longitud de onda fija ( $\lambda = 375$  nm) y otro sintonizable en torno a  $\lambda = 423$  nm. Tal y como se muestra en la figura 9, para llevar los haces de estos dos láseres hasta la cruz de vacío se utilizan fibras ópticas, acopladores, espejos y láminas  $\lambda/2$ . Los dos haces se combinan utilizando un cubo polarizador, para después hacerlos incidir sobre el puerto óptico de la cámara de vacío tal y como se muestra en el esquema. Para el enfriamiento de los iones, se utiliza un láser de diodo sintonizable con longitud de onda en torno a 397 nm y otro de Ti:Sa emitiendo con longitud de onda en torno a 866 nm, para acceder a las transiciones relacionadas con el enfriamiento *Doppler* (figura 3). Para enfriamiento *Doppler* no es necesario acceder a las otras dos transiciones ( $\lambda = 729$  nm y  $\lambda = 854$  nm). Una breve discusión sobre la incorporación del láser emitiendo con  $\lambda = 729$  nm al sistema, se presenta al final de este capítulo.

Parte de la realización de este trabajo, ha consistido en la alineación de los láseres por medio de los distintos elementos ópticos esquematizados en la figura 9. Para asegurar que los distintos haces están pasando por el centro de la trampa, que se encuentra dentro de la cruz de vacío (ver figura 20), primero se hace incidir el haz sobre el centro del puerto óptico correspondiente, que se encuentra alineado con el centro de la trampa, para después realizar un ajuste fino con los espejos, hasta que se consigue observar la salida del haz por el puerto óptico opuesto. En cuanto al diámetro de los distintos haces, es necesario ajustarlo de forma que sea más pequeño que el tamaño de los orificios de los *endcaps* y que la separación entre cuchillas, para evitar cualquier reflejo que pueda contaminar la imagen de fluorescencia. Las medidas para regular el diámetro se han llevado a cabo con un perfilómetro. En la figura 10 se muestra el perfil del láser de longitud de onda  $\lambda = 397$  nm, obtenido en una de estas medidas. Además, también se probó la incidencia del mismo utilizando los puertos ópticos que se encuentran formando un ángulo de  $45^\circ$  con el eje axial de la trampa (se indican con un asterisco en la figura 9). Utilizando esta configuración, es posible realizar el enfriamiento no sólo en el eje axial, si no también en el plano radial. Aunque en este trabajo sólo se ha utilizado el haz axial.

El diámetro del haz también juega un papel importante a la hora de determinar la intensidad del mismo, ya que ésta se define como potencia por unidad de área. Cuando la radiación del láser interacciona con el sistema de dos niveles de una transición determinada, se produce una oscilación en la diferencia de población de los distintos niveles, dando lugar a las oscilaciones de Rabi [33]. Realizando el tratamiento matemático del modelo, es posible definir un coeficiente de absorción del sistema de dos niveles [34], el cual depende de la llamada intensidad de saturación del láser  $I_{\text{sat}}$ , de forma que si la intensidad del haz es igual a esta intensidad de saturación, el coeficiente de absorción disminuye [34]. En el caso particular de los experimentos realizados en el desarrollo de este trabajo, se ha utilizado una potencia de  $\sim 90 \mu\text{W}$  y un diámetro del haz de  $\sim 80 \mu\text{m}$  (para el láser de  $\lambda = 397$  nm), lo que resulta en una intensidad  $I = 18,3 \times 10^3 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ .

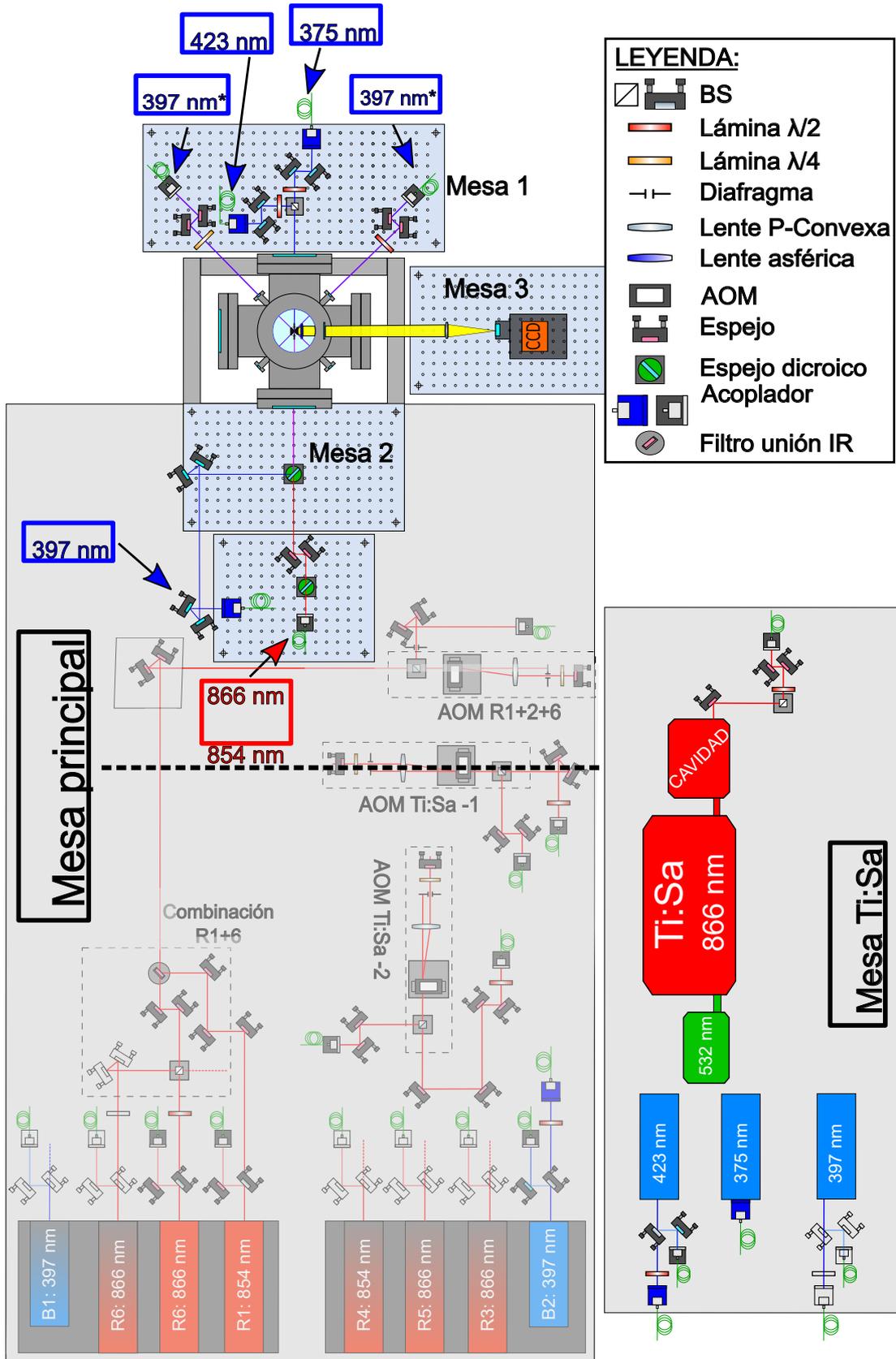


Figura 9: Esquema de la configuración de los láseres y los diferentes elementos ópticos utilizados para los experimentos con la trampa lineal. Modificación de la figura 3.9 de la referencia [10].

El valor de la intensidad de saturación para la transición de interés es  $I_{\text{sat}} \sim 466 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ , lo cual supone que se está trabajando con un valor de intensidad del haz muy por encima del de saturación (para un ion).

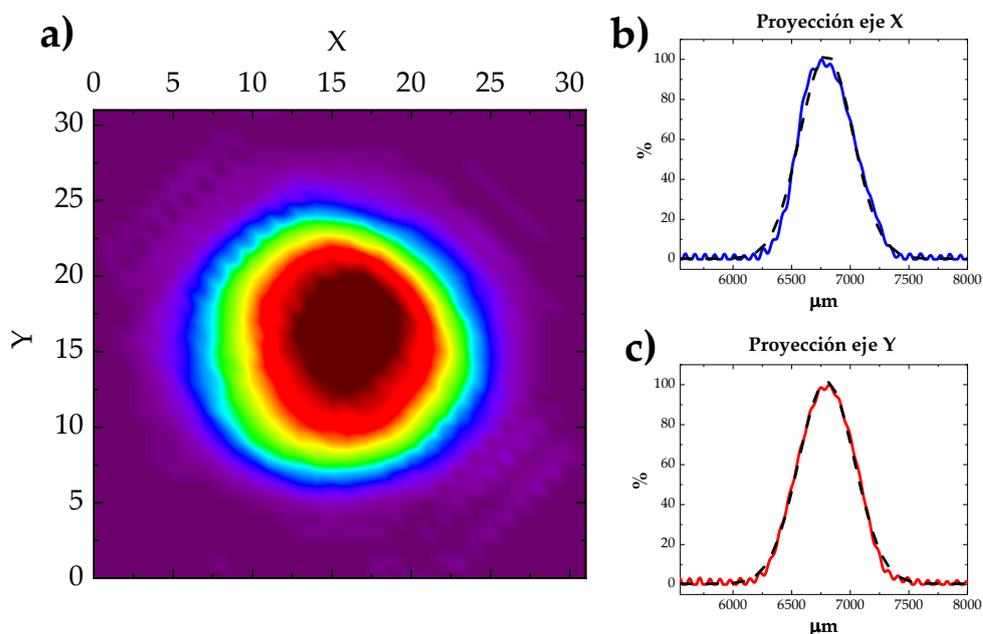


Figura 10: Medida del perfil gaussiano del haz obtenida con el perfilómetro para el haz del láser de 397 nm, donde los ejes indican el número de píxel de la cámara del perfilómetro. **b)** Proyección sobre el eje Y, donde el eje de ordenadas indica el porcentaje del máximo de la altura de la gaussiana y en el eje de ordenadas se puede leer la anchura en  $\mu\text{m}$  para cada altura. En negro, el ajuste a la curva gaussiana. **c)** Proyección sobre el eje X. El valor del diámetro en esta medida concreta es de  $\sim 700 \mu\text{m}$ , que se corresponde con la anchura de la distribución a una altura de 13,5 % de la altura máxima.

### Producción de iones

La producción de iones se lleva a cabo mediante un proceso de fotoionización de los átomos de  $^{40}\text{Ca}$  evaporados de un horno comercial, al hacer pasar a través del mismo corriente eléctrica (efecto Joule). Uno de los láseres antes mencionados excita una transición del electrón más externo del átomo de  $^{40}\text{Ca}$ , y con el otro, dicho electrón se lleva al continuo. Al ser un proceso resonante, hace que sólo se produzcan iones de este isótopo a diferencia de la ionización utilizando otros métodos, como por ejemplo el de colisión con electrones, que generaría iones de átomos o moléculas del gas residual. El diseño del horno puede verse en la referencia [10] y en la figura 8 se pueden apreciar los componentes cerámicos de su estructura de soporte debajo de la trampa. El proceso de fotoionización y la comparación con la técnica de ionización por colisiones con electrones se encuentra en la referencia [32].

### 3.1.1 El sistema óptico para la detección de fluorescencia

El sistema óptico para la detección de fluorescencia se encuentra esquematizado en la figura 11. El proceso de emisión de fluorescencia consiste en el decaimiento radiativo del ion tras haber sido excitado [35]. La longitud de onda a la cual se observa esta fluorescencia para el caso particular de este experimento es  $\lambda = 397 \text{ nm}$ . El sistema óptico está formado por dos lentes (una de ellas esférica, colocada en la cruz de vacío tal y como se muestra en la figura 12), un filtro óptico y una cámara EMCCD cuyas siglas en inglés hacen referencia a *Electron Multiplying Charged Coupled Device*. Para evitar posibles contaminaciones lumínicas se utilizan tubos negros para mantener el camino óptico lo más aislado posible. Todos los puertos ópticos de la cámara llevan un recubrimiento anti-reflejante para la longitud de onda de interés.

#### Lentes

La lente en vacío es una lente esférica capaz de corregir la aberración esférica que se produce por el uso de una superficie esférica para colimar o enfocar la luz [36]. En el caso particular de este experimento, la lente esférica actúa como elemento colimador. Las características más importantes de la lente esférica se pueden ver en la tabla (1). La lente plano-convexa formada por una superficie convexa y otra plana se utiliza como elemento focalizador. La lente usada es una lente modelo LA1172 de la marca Thorlabs, cuyas especificaciones se encuentran en la tabla (2). La magnificación producida por el sistema óptico, se obtiene a partir del cociente de las distancias focales de las dos lentes, resultando en un factor  $\sim 12.7$ .

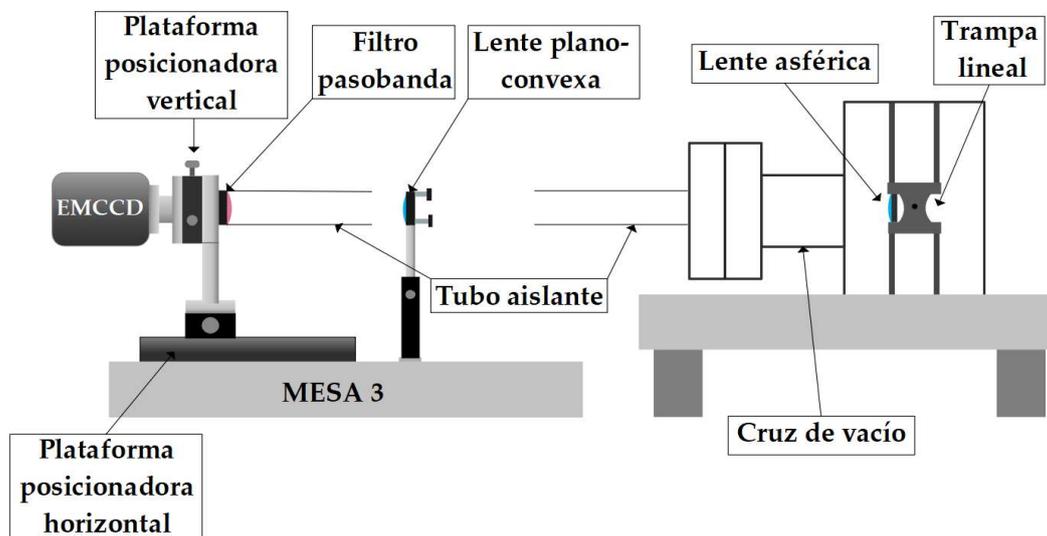


Figura 11: Representación esquemática del sistema óptico para la detección de fluorescencia.

#### Filtro óptico

El filtro óptico utilizado en este experimento es un filtro pasobanda cuya función es dejar pasar sólo la longitud de onda que interesa ( $\lambda \sim 397 \text{ nm}$ ) impidiendo así una posible

contaminación lumínica que dificulte la detección de la fluorescencia emitida por los iones. Esto se consigue añadiendo una serie de recubrimientos al elemento óptico. En concreto, el filtro usado para este trabajo consta de un solo sustrato (el cristal) sobre el que se encuentran los distintos recubrimientos; lo que los convierte en ideales para experimentos de precisión [37]. El filtro es el modelo 65132 de la marca *Edmund Optics*, cuyas especificaciones principales se recogen en la tabla (3). Deja pasar luz con longitud de onda entre  $\sim 390$  nm y  $\sim 410$  nm.

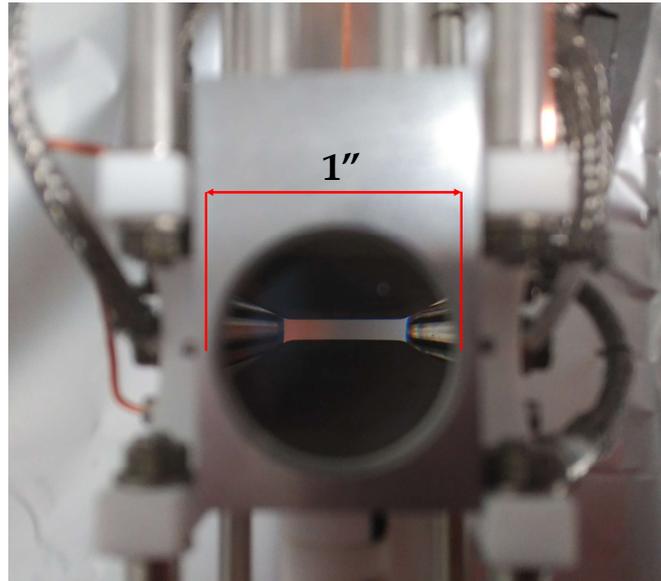


Figura 12: Vista de la trampa lineal a través de la lente esférica que se coloca con la trampa en el interior de la cámara de vacío.

Parámetro	Valor
Distancia focal $f'$	31,3 mm
Diámetro	1"
Recubrimiento anti-reflejante	430 nm - 700 nm

Tabla 1: Parámetros más importantes de la lente esférica utilizada.

Parámetro	Valor
Distancia focal $f'$	400,0 mm
Diámetro	1"
Recubrimiento anti-reflejante	No

Tabla 2: Parámetros más importantes de la lente plano-convexa utilizada.

Parámetro	Valor
Longitud de onda central	$400 \pm 2$ nm
FWHM	$10 \pm 2$ nm
Transmisión mínima	85 %

Tabla 3: Parámetros más importantes del filtro pasobanda utilizado en este experimento.

### Cámara EMCCD

Para la detección de fluorescencia se utiliza una cámara EMCCD. El sensor de una cámara de este tipo consta de una matriz de píxeles sensibles a los fotones incidentes. La cámara utilizada para este experimento es el modelo *iXon Ultra 897* de la marca *Andor*, cuyas especificaciones más relevantes se recogen en la tabla (4).

Parámetro	Valor
Número de píxeles	$512 \times 512$
Tamaño de píxel	$16 \times 16 \mu\text{m}^2$
Área fotosensible	$8.2 \times 8.2 \text{ mm}^2$

Tabla 4: Parámetros más importantes de la cámara EMCCD utilizada para este experimento.

La disposición de la cámara con respecto al resto del dispositivo experimental puede verse en las figuras 9 y 11. La cámara está montada sobre un soporte unido a dos plataformas que permiten el movimiento en las tres direcciones del espacio. La plataforma que se encuentra posicionada sobre la mesa óptica es el modelo 3925 de *Edmund Optics*, de 125 mm de recorrido. Sobre esta plataforma, se sitúa un soporte de fabricación propia, cuyo diseño ha formado parte de este trabajo. El soporte se compone de dos piezas: una situada en el plano horizontal y atornillada a la plataforma y otra perpendicular a ésta, unida a la pieza horizontal por su parte inferior y a la segunda plataforma de desplazamiento por su parte superior. La segunda plataforma permite el movimiento en los otros dos ejes, y es el modelo *XY Stages KT90* de la marca *OWIS*, con un recorrido de 20 mm en las dos direcciones. Tras esta segunda plataforma se encuentra otro soporte, unido a la cámara EMCCD. De esta forma, es posible un ajuste fino de la posición del sensor de la cámara para poder captar la imagen de fluorescencia.

## 3.2 Caracterización experimental de la trampa lineal (primeros resultados)

En este apartado se recogen los resultados obtenidos a partir del análisis de las primeras medidas experimentales.

### 3.2.1 Producción de iones (intensidad de filamento y nubes y número de iones)

La primera medida que se ha llevado a cabo es la obtención de una imagen de la nube de iones, y su dependencia con la intensidad del filamento que produce los átomos de calcio. Para ello, se han utilizado dos intensidades de corriente para calentar el filamento: 3,5 A y 4 A. La amplitud del voltaje aplicado a uno de los dos pares de cuchillas enfrentadas ( $V_{\text{RF}}$ ) es de 171 V, la frecuencia del campo de radiofrecuencia ( $\Omega_{\text{RF}}$ ) es de 13,77 MHz

y  $U_{DC} = 0$  V. Las imágenes de fluorescencia obtenidas se pueden ver en la figura 13, donde el caso **a)** corresponde a la intensidad de 3,5 A y el caso **b)** a la de 4 A. Una mayor intensidad de corriente da lugar a una nube de mayor tamaño e intensidad.

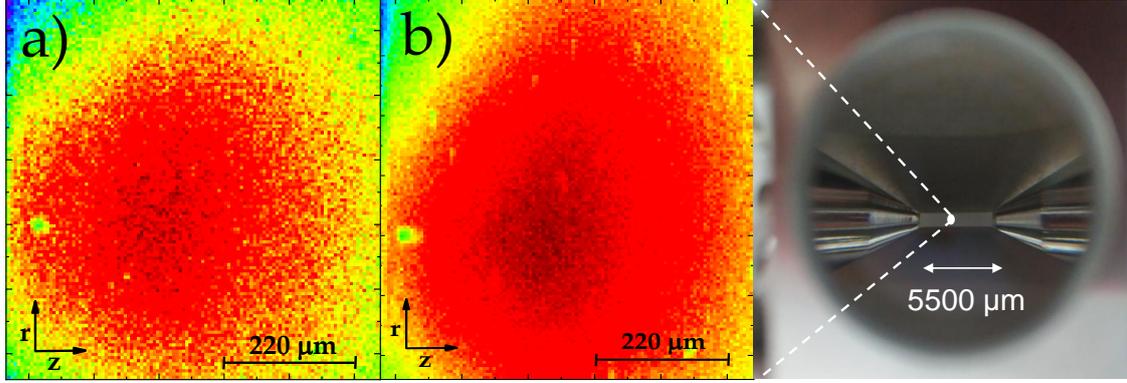


Figura 13: Imagen de la nube de iones para dos intensidades distintas del filamento donde  $r$  indica la dirección radial y  $z$  la dirección axial. La intensidad en el caso **a)** es de 3,5 A; mientras que para el caso **b)** es de 4 A. La fotografía de la derecha permite visualizar el tamaño aproximado de la nube en comparación con el de la trampa.

Si se hacen proyecciones de las imágenes mostradas en la figura 13 en los ejes radial y axial, es posible mediante un ajuste gaussiano obtener la anchura de la distribución y el centro en cada uno de los ejes. El ajuste se realiza utilizando el programa OriginPro 2018 [38], y la ecuación que se utiliza es:

$$y = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} e^{-2\frac{(x-x_c)^2}{w^2}}, \quad (3.1)$$

donde  $w$  es la anchura de la distribución (definida en el programa como  $w = 2\sigma$ ) y  $x_c$  es el centro en el eje de abscisas. Si se supone que la nube de iones tiene la forma de un elipsoide, es posible calcular el volumen de la misma a partir de la fórmula:

$$V = \frac{4}{3}\pi abc \quad (3.2)$$

donde  $a$ ,  $b$  y  $c$  son los semiejes del elipsoide. Estos semiejes pueden calcularse a partir de la anchura que se obtiene del ajuste de las proyecciones. Para realizar este cálculo, se han tomado tres imágenes para cada una de las intensidades. Haciendo el ajuste de cada una de ellas, puede obtenerse una media de las anchuras. Con estos resultados, la magnificación del sistema óptico y el tamaño de *pixel* de la cámara EMCCD, es posible calcular el volumen de la nube de iones para cada uno de los dos casos. Los resultados se recogen en la tabla (5).

	Volumen (mm <sup>3</sup> )
3,5 A	$2,1 \times 10^{-3}$
4 A	$2,6 \times 10^{-3}$

Tabla 5: Valores obtenidos para el volumen de la nube de iones.

Una vez que se ha calculado el volumen para los dos casos, se puede calcular el número máximo de iones almacenados en la trampa en dicho volumen. Para ello, es necesario utilizar las ecuaciones (2.9) y (2.10), que proporcionan el número de iones por unidad de volumen  $n$  a partir del pseudo-potencial. Si este resultado se multiplica por el volumen de la nube, es posible obtener el número máximo de iones  $N$ . Sustituyendo los valores de todos los parámetros en las ecuaciones se llega a un valor  $n = 5,6 \times 10^6$  iones/mm<sup>3</sup>. Teniendo en cuenta los valores obtenidos para el volumen de la nube, resulta en un número máximo de iones  $N \sim 1,5 \times 10^4$  (para una corriente en el horno de 4 A).

También es posible hacer una estimación del número de iones (una cota superior) a partir del cálculo de la distancia entre dos iones y el tamaño de la nube. Esta distancia puede calcularse (suponiendo que los iones estén enfriados a temperaturas de milikelvin) a partir de la siguiente expresión [41]:

$$\Delta u = \left( \frac{e^2}{2\pi\omega_i^2 m \epsilon_0} \right)^{1/3}. \quad (3.3)$$

La frecuencia de oscilación puede determinarse a partir del valor  $q_u$  (ecuación (2.5)), que para un valor de  $V_{RF} = 171$  V, aplicado a los electrodos de cuchilla y la frecuencia de 13,77 MHz, resulta en un  $q_u = 0,17$ . A partir de la ecuación (2.7), se llega a un valor de  $\omega_i \sim 2\pi \times 800$  kHz, lo que finalmente da una separación entre iones de  $\Delta u \sim 6.5 \mu\text{m}$ . Se puede decir que un ion "ocuparía" un volumen equivalente al de una esfera de radio  $6.5 \mu\text{m}$ . Teniendo en cuenta el tamaño de las nubes en la figura 13, se puede estimar una cota superior para el número máximo de iones de  $1,8 \times 10^4$  y  $2,3 \times 10^4$ , cuando las corrientes que se aplican al horno son de 3,5 A y 4 A, respectivamente. Estos números son del mismo orden que los obtenidos a partir de la primera hipótesis. Si bien en ambos casos representan una cota superior. Particularmente la distancia de  $6.5 \mu\text{m}$  entre dos iones implicaría que éstos están enfriados, lo cual no es el caso que aquí se presenta.

Por último, se ha considerado otra forma de estimar el número de iones a partir del número de fotones que llegan a la cámara EMCCD, que se presenta en la tabla (6) para cada una de las intensidades del filamento.

	Intensidad (fotones/s)
3,5 A	$\sim 3 \times 10^7$
4 A	$\sim 1 \times 10^8$

Tabla 6: Número de fotones por segundo que llegan a la cámara EMCCD en cada caso.

Considerando que los iones emiten fotones de forma isótropa en todo el espacio, es necesario tener en cuenta qué fracción de estos atraviesa la lente esférica. La fracción de ángulo sólido para un sólo ion se calcula mediante la expresión:

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{\pi r_{\text{lente}}^2}{4\pi R_{\text{esfera}}^2} = 0,041 \quad (3.4)$$

donde  $r_{\text{lente}}$  es el radio de la lente esférica y  $R_{\text{esfera}}$  es el radio de la esfera sobre la cual se proyecta la superficie de la lente, que no es más que la distancia focal. Esto sólo es cierto para un ion enfriado, el cual se mueve con una amplitud de oscilación muy pequeña en torno al punto focal de la lente. Además, es necesario contar con las pérdidas debido a la eficiencia del sensor de la EMCCD y al paso de la luz por los

distintos elementos ópticos. Todos estos factores los cuantificamos con un parámetro llamado  $\eta$  que podría valer aproximadamente 0,5. El número de fotones emitidos por segundo para la transición de interés viene dado por la probabilidad de transición, la cual se puede encontrar tabulada en [39] y cuyo valor es de  $1,4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$  (para un ion). En saturación, esto es cuando  $I = I_{\text{sat}}$ , este valor se reduce un factor 4 y por tanto la tasa de dispersión por ion viene a ser  $\gamma = 3,5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  [40]. La intensidad en nuestro experimento es  $I = 18,3 \times 10^3 \text{ } \mu\text{W}/\text{mm}^2$ , que resulta en  $I/I_{\text{sat}} \simeq 40$ . Dado que hemos estimado aproximadamente  $10^4$  iones con los otros métodos, entendemos que serían necesarios valores de  $I/I_{\text{sat}}$  de ese orden para que este método diese un resultado de un número de iones razonable.

### 3.2.2 Efecto del campo cuadrupolar de radiofrecuencia (confinamiento radial)

Como ya se explicó en el fundamento teórico, el confinamiento radial se consigue aplicando el campo cuadrupolar de radiofrecuencia por medio de los cuatro electrodos de cuchilla. De la resolución de las ecuaciones de movimiento del ion en este plano, se llega a la expresión de la frecuencia secular del movimiento (ecuación (2.7)). Esta frecuencia (en la dirección radial) puede determinarse aplicando un campo dipolar entre dos de los electrodos de cuchilla enfrentados. Cuando el valor de la frecuencia del campo coincida con el valor de la frecuencia secular del movimiento, el sistema entrará en resonancia, lo que hace aumentar la amplitud de las oscilaciones de los iones y con ello provocar la pérdida de la señal de fluorescencia. En la figura 14 se presentan las líneas equipotenciales en cortes transversales de la trampa, aplicando distintos potenciales, obtenidas con el programa informático SIMION® [42].

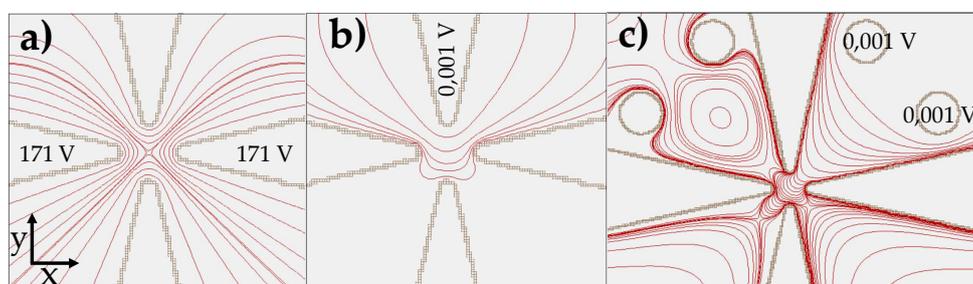


Figura 14: Simulación de las líneas equipotenciales en el plano radial obtenidas con el programa de simulación SIMION® al aplicar: **a)** El campo de radiofrecuencia en dos de los electrodos, con los otros dos a tierra, resultando en el campo cuadrupolar. **b)** Se aplica un potencial a un solo electrodo para generar el campo dipolar. **c)** Se aplica el potencial a los electrodos de compensación, que es como se han llevado a cabo las medidas presentadas en la figura 15. La simulación se realiza utilizando un fichero con la geometría de la trampa e introduciendo el voltaje aplicado a cada uno de los electrodos. El programa resuelve la ecuación de Laplace por el método de las diferencias finitas.

El procedimiento experimental consiste en aplicar el campo de excitación externo para varios valores de frecuencia, para los que se obtiene la imagen de fluorescencia. En resonancia la imagen desaparecerá. Para generar el campo de excitación se aplica un voltaje de 100 mV según la configuración **c)** de la figura 14 (la configuración **b)** no se puede

aplicar). El campo que se genera no es por tanto dipolar perfecto en la dirección radial por lo que las frecuencias obtenidas pueden ser combinaciones lineales de frecuencias radiales y axiales [43]. Los resultados experimentales se presentan en la figura 15. El rango de frecuencias utilizado va desde 225 hasta 233 kHz. La intensidad del horno se fijó en 3,8 A, el campo cuadrupolar se aplicó con la frecuencia de 13,77 MHz y no se aplica voltaje a los *endcaps*. El confinamiento es posible dado que el horno está orientado en la dirección radial.

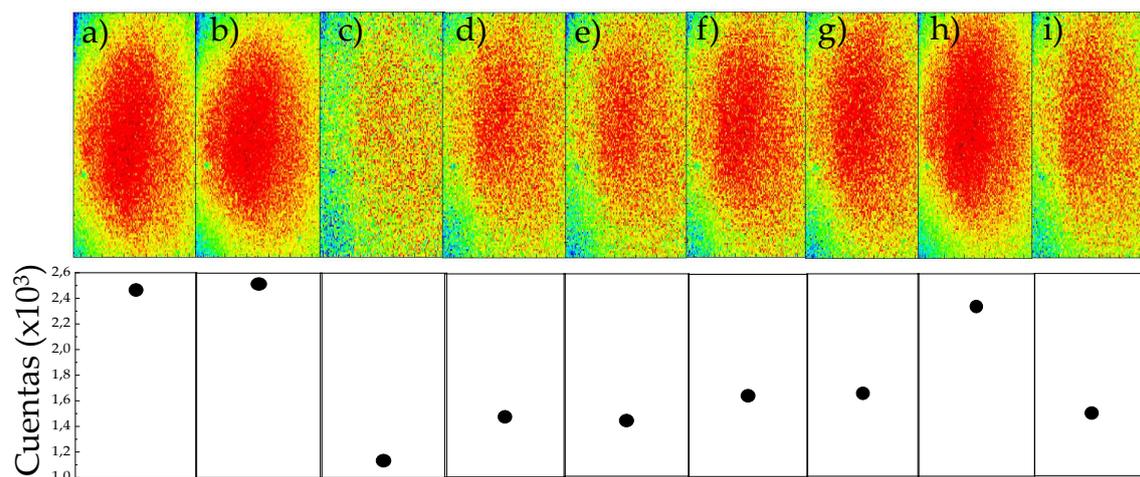


Figura 15: Imagen de la nube de iones al aplicar un campo de excitación externo a varias frecuencias. Se realizaron medidas para frecuencias desde 225 hasta 233 kHz en incrementos de 1 kHz, correspondiéndose la figura a) con 225 kHz y la figura i) con 233 kHz. Cuando la frecuencia de la excitación externa entra en resonancia con la frecuencia secular radial o con una combinación lineal de frecuencias, el efecto que se observa es la desaparición de la nube de iones en la trampa. Esto se corresponde con la imagen c), es decir con la frecuencia de 227 kHz.

### 3.2.3 Efecto del campo axial (confinamiento axial)

El confinamiento en el eje axial se realiza aplicando un campo electrostático mediante los dos *endcaps*, como ya se ha explicado en la primera parte de este trabajo. El objetivo de esta parte del experimento es ver el efecto que produce la variación del campo axial en la nube de iones. Para ello, se toman varias imágenes para distintos valores del voltaje de los *endcaps*. Primero se toma una imagen con los dos electrodos al mismo voltaje, y después se va variando el voltaje en uno de ellos. Los valores para los cuales se han tomado medidas son  $(V_{EC1}, V_{EC2}) = (50, 100), (60, 100), (70, 100), (100, 100), (100, 70), (100, 60)$  y  $(100, 50)$ , cantidades en voltios. Los resultados se presentan en la figura 16 para los casos en los que los dos electrodos se encuentran a 100 V y los dos extremos;  $(V_{EC1}, V_{EC2}) = (50, 100)$  y  $(V_{EC1}, V_{EC2}) = (100, 50)$ . La simulación con SIMION® de las líneas equipotenciales del campo para este caso se puede ver en la figura 17. Las simulaciones se han llevado a cabo para los mismos casos de las imágenes a), b) y c) de la figura 16. Se ha marcado con un punto la zona para la cual el campo eléctrico es cero, de forma que se puede ver cómo se desplaza en la dirección axial a medida que se varían los potenciales, y siguiendo la misma tendencia que en las imágenes experimentales.

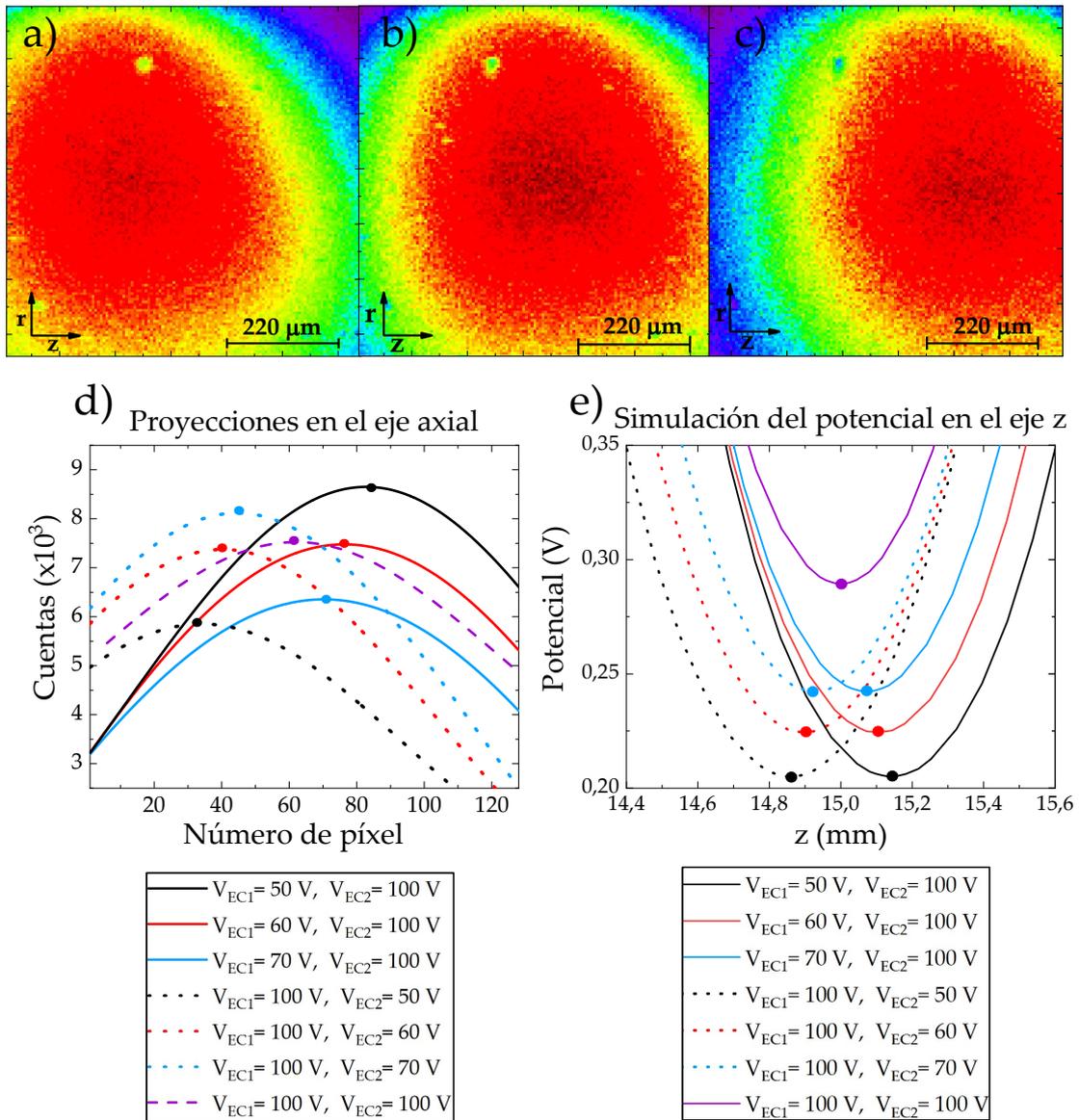


Figura 16: Imágenes de la nube de iones cuando se varía el potencial aplicado a los *endcaps*. **a)** Se aplica un potencial de 50 V al *endcap* 1 y 100 V al *endcap* 2. **b)** En este caso se han aplicado 100 V a ambos electrodos. **c)** El caso contrario al primero; esto es 100 V al *endcap* 1 y 50 V al *endcap* 2. El efecto de variar el potencial de confinamiento en el eje axial, es el desplazamiento de la nube en dicho eje. **d)** Se han recogido imágenes de la nube para dos casos: fijando primero el potencial del *endcap* 1 a 100 V y variando el potencial del segundo *endcap* a 50 V, 60 V y 70 V (líneas punteadas). El caso contrario viene representado por las líneas continuas. En la gráfica se representan las proyecciones de las imágenes obtenidos en el eje axial y ajustados a una gaussiana, lo que permite medir el desplazamiento del centro de la distribución. **e)** Simulación del potencial de confinamiento en el eje axial con SIMION, donde se puede apreciar el desplazamiento del pozo de potencial en dicho eje. Las líneas equipotenciales obtenidas se presentan en la figura 17.

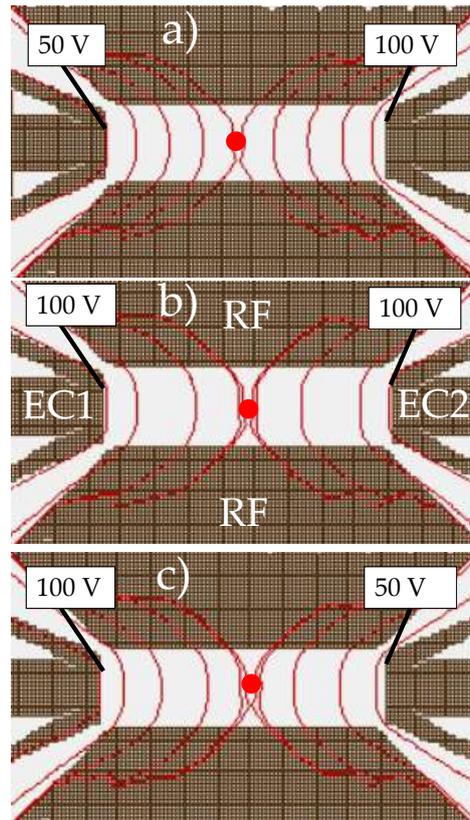


Figura 17: Simulación con SIMION de las líneas equipotenciales del campo de confinamiento axial para varios potenciales aplicados a los *endcaps*. **a)** Se aplican 50 V al primer *endcap* y 100 V al segundo. **b)** Se aplican 100 V a ambos electrodos. **c)** Se aplican 100 V al primer *endcap* y 50 V al segundo. El punto rojo simula el punto en el que el potencial vale 0; y puede verse que se desplaza dependiendo de los potenciales aplicados.

### 3.2.4 Magnificación del sistema óptico

A partir de los resultados obtenidos en el apartado anterior, es posible calcular de forma experimental la magnificación del sistema óptico, y comparar este valor con el obtenido a partir del cociente de las distancias focales de las lentes. Esto se consigue comparando el desplazamiento de la nube calculado a partir de las imágenes de fluorescencia experimentales con el desplazamiento calculado a partir de las simulaciones del pozo de potencial. Para este cálculo del desplazamiento de la nube a partir de las imágenes experimentales, es necesario hacer el cambio de píxeles a  $\mu\text{m}$ , lo cual resulta trivial conociendo el tamaño de píxel (tabla (4)). Teniendo esto en cuenta, la magnificación experimental del sistema es de  $\sim 11,5$ , que es ligeramente inferior a la que resulta del cociente de las distancias focales. Esta ligera diferencia puede deberse a la resolución de la cámara EMCCD ya que los píxeles se han unido en matrices de  $4 \times 4$ .

### 3.2.5 Tiempo de vida de los iones en la trampa

Otro de los aspectos importantes a conocer a la hora de caracterizar experimentalmente la trampa es el tiempo de vida de los iones en la misma, una vez que se ha conseguido su confinamiento. Para ello se realizan dos medidas, que pasan a describirse a continuación.

La primera medida consiste en hacer incidir el haz del láser de 397 nm durante un tiempo de  $\approx 60$  segundos. El haz del láser de 866 nm funciona de forma permanente. Se trabaja con una desintonización para la frecuencia de la transición  $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$  de  $-30$  MHz, una intensidad de corriente en el horno de 3,8 A y un voltaje de radiofrecuencia de 171 V. El resultado de esta medida puede verse en la figura 18. En este caso  $U_{DC} = 0$  V.

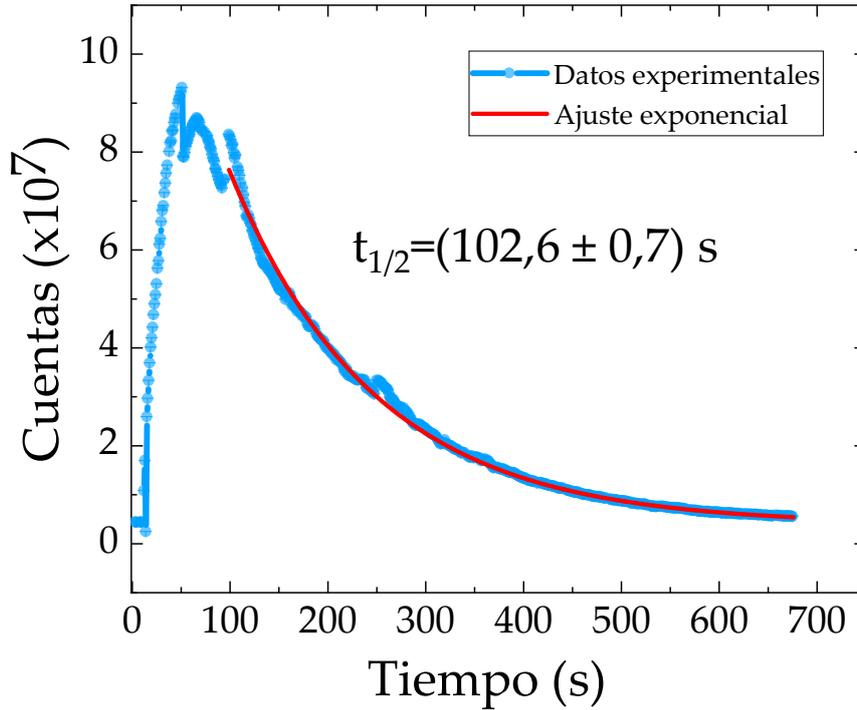


Figura 18: Disminución del número de los iones en la trampa en función del tiempo y ajuste con una función exponencial.

La caída de la señal de fluorescencia de la figura 18 puede ajustarse con la función exponencial

$$y = y_0 + Ae^{-\lambda t}, \quad (3.5)$$

donde  $y_0$  es la radiación de fondo en el sensor, que proviene fundamentalmente de fotones del láser de 397 nm, que son dispersados en la cámara de vacío. La constante  $\lambda$  es proporcional a la presión residual y a una "constante" característica de la trampa (que en realidad puede depender por ejemplo de los potenciales aplicados). En cualquier caso  $\lambda$  es inversamente proporcional al tiempo de vida media  $\tau$ , que está relacionado con la semivida

$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\tau}. \quad (3.6)$$

Para la medida presentada en la figura 18, se obtiene  $T_{1/2} = (102,6 \pm 0,7)$  s.

Una segunda medida (en las mismas condiciones de presión) se llevó a cabo regulando la frecuencia del láser de 397 nm con una función triangular, de tal forma que la señal de fluorescencia tiene máximos y mínimos como se muestra en la parte superior de la figura 19. El período de la función es 30 s, y en cada uno de estos períodos, la frecuencia del láser varía entre -100 MHz y 0 MHz respecto de la frecuencia de la transición. Para esta medida se aplicó un potencial de 10 V a los *endcaps* ( $U_{DC} = 10$  V). El resto de parámetros se mantuvieron igual que para la medida presentada en la figura 18. Para calcular el período de semivida de los iones en la trampa con los datos de la figura 19, se realizan dos ajustes: uno considerando los máximos de cada uno de los picos, y otro con los mínimos tal y como se presenta en la parte inferior de la figura 19. Para el ajuste exponencial de los máximos se obtiene  $T_{1/2} = (144 \pm 13)$  s, y para los mínimos  $T_{1/2} = (133 \pm 7)$  s que están en concordancia. La incertidumbre es  $1 \sigma$ .

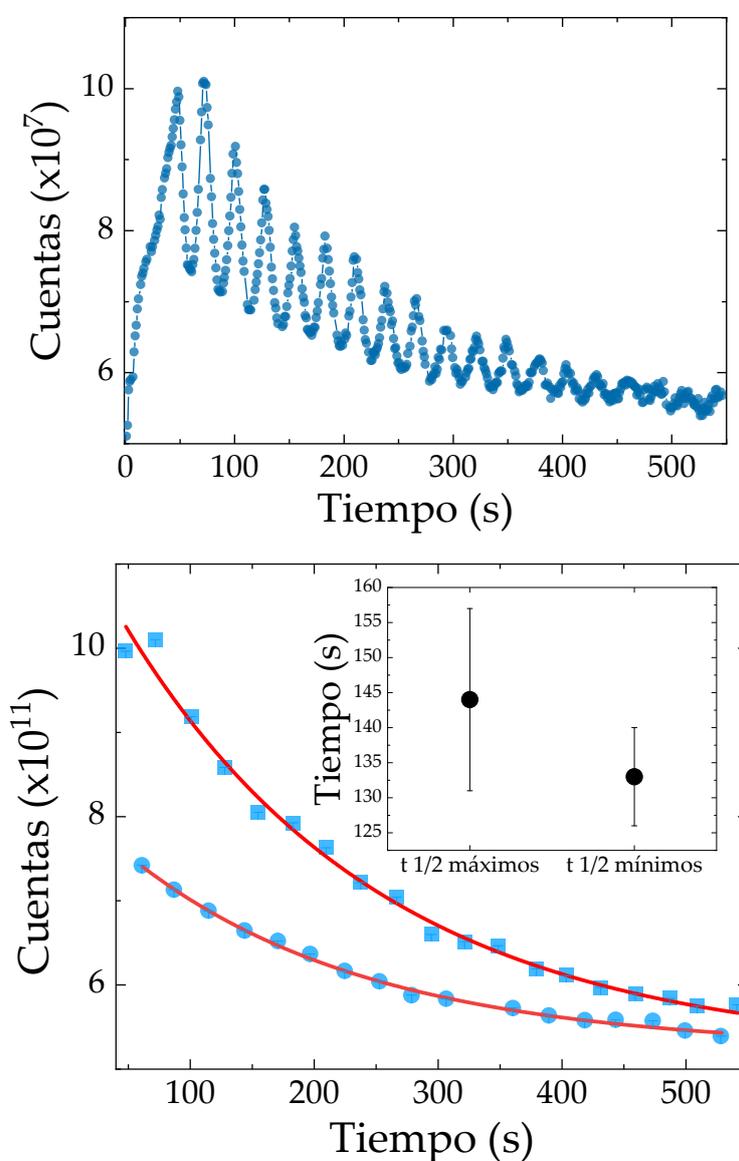


Figura 19: Disminución de la señal de fluorescencia y con ello del número de iones atrapados en función del tiempo variando la frecuencia de emisión del láser de 397 nm.

El tiempo de vida es mayor lo que puede asociarse al voltaje aplicado a los *endcaps*, lo que modificaría la "constante" asociada a la trampa que junto con la presión residual dan lugar a  $\lambda$  en la ecuación (3.5).

### 3.3 Mejoras para enfriamiento Doppler de un solo ion

Uno de los aspectos a mejorar para conseguir el enfriamiento Doppler de un solo ion es el vacío. Como ya se mencionó con anterioridad, el valor de la presión durante la realización de los experimento estuvo en torno a  $10^{-9}$  mbar. Después de haber activado el filamento, se pensó que se podía conseguir una mejora calentando el sistema de vacío hasta temperaturas superiores a 150 °C, lo cual se consigue con el uso de bandas calefactoras rodeando toda la cámara de vacío. La temperatura se mide con termopares.

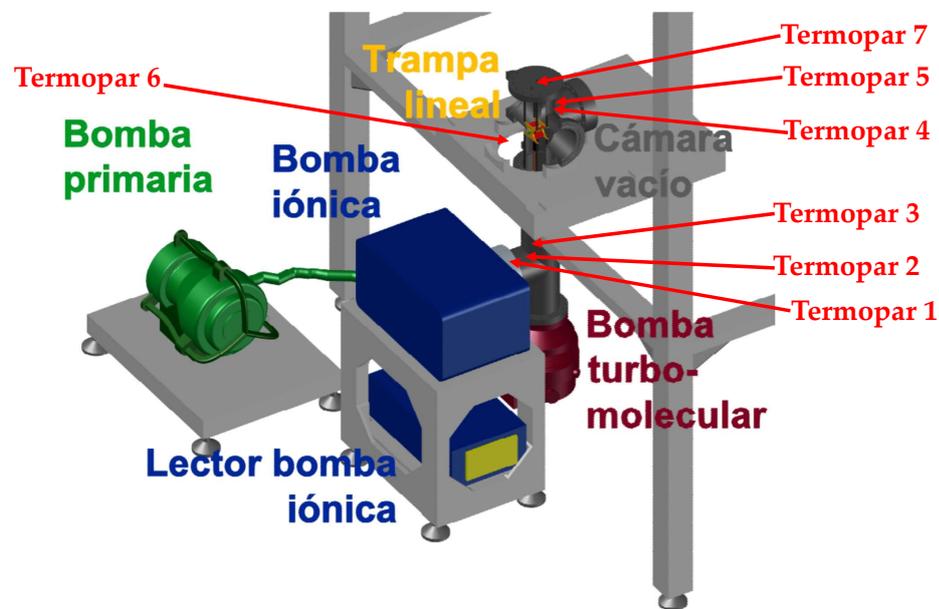


Figura 20: Representación esquemática de las bombas de vacío junto con la cruz de vacío donde se aloja la trampa lineal. Se indican también los puntos donde se colocaron los termopares. Modificación de la figura 3.1 de la referencia [10].

En la figura 20 se puede visualizar el sistema de vacío indicando donde se colocaron los termopares. Uno se encuentra cerca de la bomba iónica (termopar 1); otro entre el tubo que se encuentra debajo de la cámara de vacío y la bomba (termopar 2); el tercero, en el tubo CF100 (termopar 3); el cuarto en la cámara de vacío (termopar 4); el quinto en la parte superior de la cámara de vacío (termopar 5), el sexto en el puerto óptico a través del cual inciden los láseres de fotoionización (termopar 6) y el último en otro de los puertos ópticos (termopar 7). Algunas de las temperaturas que se midieron con los termopares cercanos a la bomba iónica y tubo de vacío alcanzaron los 150 °C. Tras el calentamiento durante dos semanas, se han conseguido alcanzar niveles de presión de  $5-6 \times 10^{-10}$  mbar, lo cual supone una mejora con respecto a los niveles anteriores. Por ejemplo, esto daría lugar a un aumento de la semivida de los iones en la trampa

en un factor 2, o a visualizar enfriamiento en la dirección axial dado que hay menor número de colisiones de los iones con átomos o moléculas del gas residual. Nótese que en las imágenes mostradas hasta ahora sólo se ha hablado de fluorescencia. Sin embargo, después de este calentamiento ha sido posible obtener imágenes de fluorescencia de menor tamaño como se muestra en la figura 21, donde por otra parte también se ha aumentado  $V_{RF}$ . El menor tamaño es una primera indicación de enfriamiento, si bien no puede asociarse de una forma clara sólo a la mejora de vacío.

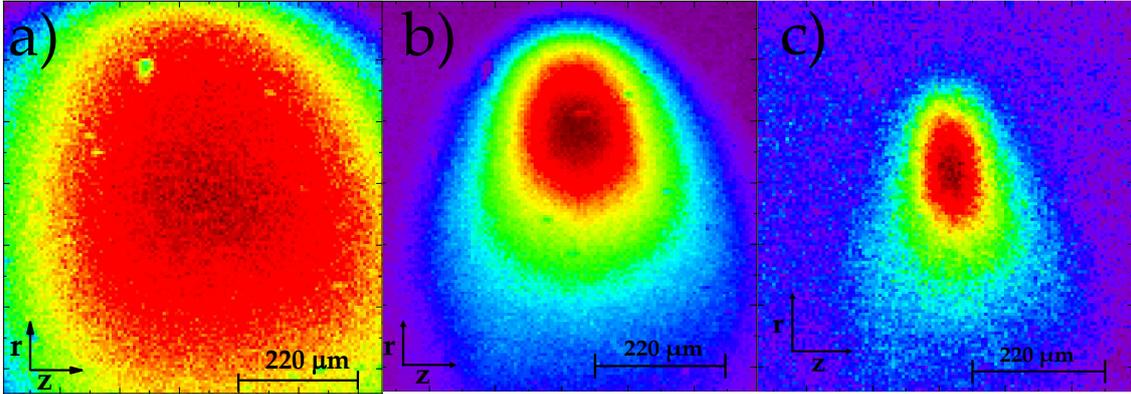


Figura 21: Imagen de fluorescencia antes del calentamiento (a) y dos semanas después del calentamiento (b) y (c) para distintos valores de  $U_{DC}$ . En todas las medidas, la corriente que se aplicó al horno fue de 4 A. En (a)  $U_{DC} = 100$  V. En (b)  $U_{DC} = 50$  V. En (c)  $U_{DC} = 100$  V. Como puede observarse el área es menor en la dirección del eje axial. Para (a) y (b), el campo de radiofrecuencia también es mayor que en (a) (al menos un factor 2).

Otro aspecto que puede mejorarse (incluso el resultado mostrado en la figura 21) para alcanzar el límite Doppler es el uso de un segundo haz de 397 nm que incida en la dirección radial, utilizando el puerto óptico situado en la parte superior de la cruz, a una longitud de onda de 397 nm. La principal dificultad de este acceso radial (mostrado con asterisco en la figura 9), es la complicación de la alineación del láser, lo cual puede inducir reflejos no deseados, debido a los fotones dispersados del láser en la imagen de fluorescencia. Para subsanar este problema, una de las tareas es ajustar el diámetro del haz de tal forma que se puedan evitar los reflejos en la medida de lo posible.

### 3.4 El límite cuántico. Enfriamiento hasta el estado cero de energía

Una vez se haya alcanzado el límite *Doppler* con un ion, y con ello el régimen cuántico, es posible realizar el enfriamiento hasta el estado cero de energía empleando la técnica conocida como *sideband cooling*, que ya se explicó en el capítulo 2 de este trabajo. Para conocer la temperatura después de alcanzar el límite Doppler y llevar a cabo este proceso, se interroga la transición  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$  de 729 nm (ver figura 3) enviando un pulso láser con esa frecuencia. Si ahora se hace interactuar con un láser de 397 nm (transición  $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ ) y se observa la señal de fluorescencia, significa que el ion se encuentra en el estado  $^2S_{1/2}$ . Si el ion está en el estado  $^2D_{5/2}$ , no se observará la señal de fluorescencia. Repitiendo la misma medida muchas veces, es posible determinar cuánto tiempo el sistema se ha encontrado en el estado  $^2D_{5/2}$  y por tanto determinar la probabilidad

de excitación de la transición  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{5/2}$  [1] para la frecuencia de emisión utilizada en el láser de 729 nm. Si se representa esta probabilidad de excitación en función de la desintonización del láser o *detuning* (la variación de la frecuencia del láser con respecto a la frecuencia de la transición), es posible observar la estructura de bandas, donde la banda central o portadora (*carrier*) se encuentra a una frecuencia igual a la de la transición, mientras que las bandas laterales se encuentran a múltiplos de la frecuencia secular [1]. Tras la obtención de esta estructura de bandas, se sigue el proceso explicado en el capítulo 2 para reducir el número de fonones en el pozo de potencial y llegar al estado cero de energía.

Para estudiar la forma en la que se incorporará el láser de 729 nm (con una cavidad de alta fineza) al dispositivo experimental, es necesario tener en cuenta algunos aspectos, tales como el acoplamiento entre el campo electromagnético debido a la radiación del láser y el ion, estudiando la configuración para la cual dicho acoplamiento es más fuerte. Este acoplamiento depende de dos ángulos: el ángulo que forma el haz láser con la dirección del campo magnético ( $\phi$ ), y el ángulo que forma el plano definido por estos dos vectores con la polarización del haz láser ( $\theta$ ). La aplicación de este campo magnético, como ya se mencionó con anterioridad, se lleva a cabo para contrarrestar posibles campos residuales y con el objeto de definir un eje de cuantización. Un estudio en detalle del acoplamiento entre la radiación y el ion en función de los dos ángulos, puede verse en la referencia [10]. Para cada valor de  $\Delta m_j$ , se obtiene una dependencia distinta entre los ángulos y la intensidad del acoplamiento. En el sistema experimental, los posibles ángulos con los cuales puede incidir el haz de 729 nm con respecto a un campo magnético generado a partir de unas bobinas enrolladas alrededor de los puertos ópticos de la cruz de vacío, son tres:  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  y  $90^\circ$  (ver figura 22). La transición que interesa excitar con el láser de 729 nm para la aplicación descrita en el capítulo 2, tiene un  $\Delta m_j = 2$ , lo que implica que el acoplamiento más fuerte se consigue cuando ambos ángulos son  $90^\circ$ , lo que corresponde a una polarización lineal de la radiación láser. Por tanto, una posible configuración para el láser de 729 nm podría ser la mostrada en la figura 22 enfrentando el haz del láser de 729 nm a la cámara EMCCD. Aunque menos eficiente, un acoplamiento con  $\phi = 45^\circ$  también sería posible para llevar a cabo esta transición tal y como se muestra en la figura. El láser de 729 nm con la cavidad de alta fineza se instalará en octubre de 2019.

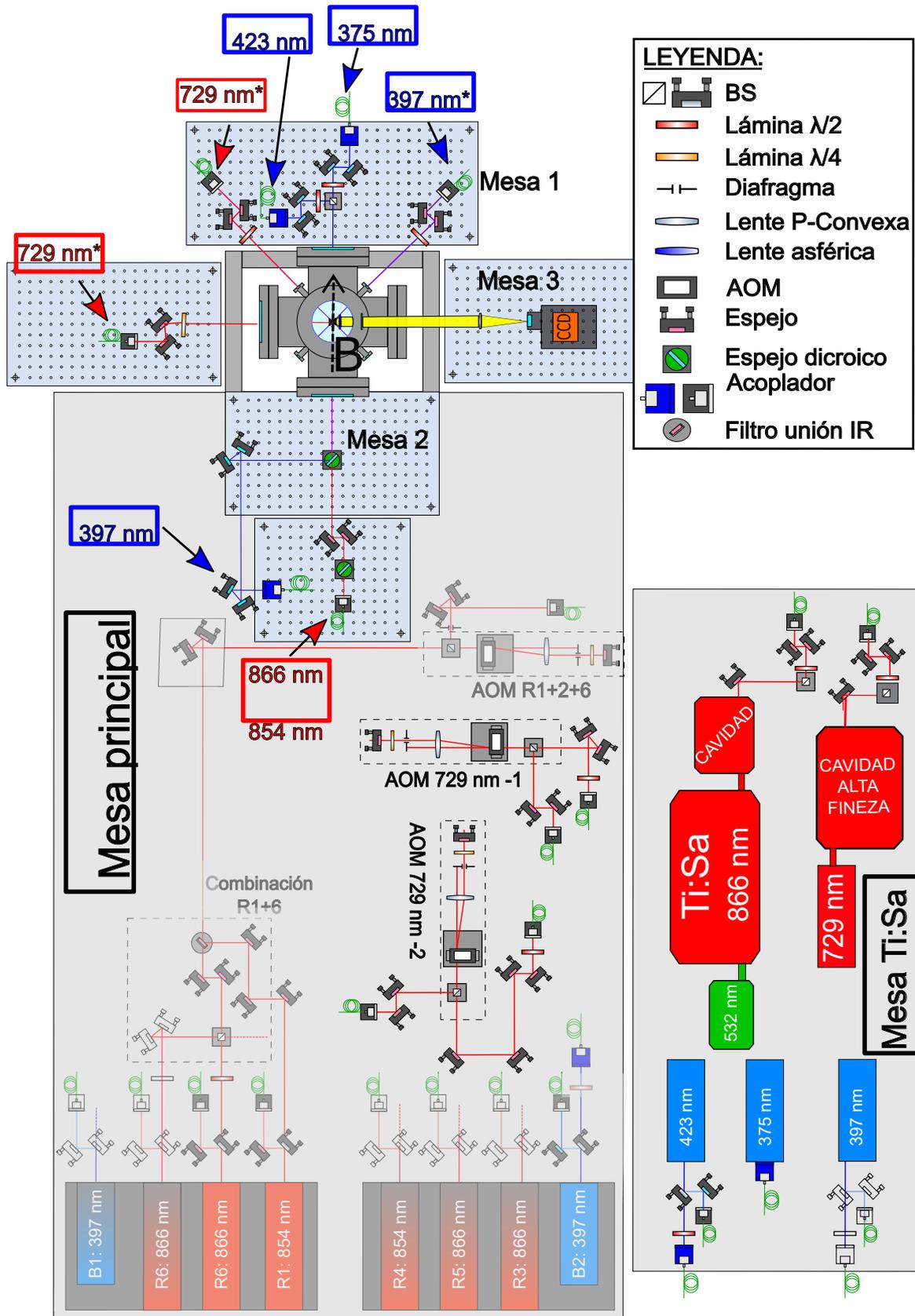


Figura 22: Esquema de la configuración de los láseres y los diferentes elementos ópticos con la incorporación del láser de 729 nm. La flecha punteada negra sobre la cámara de vacío indica la dirección del campo magnético aplicado. Modificación de la figura 3.9 de la referencia [10].

## 4 Conclusiones y perspectivas

En este trabajo fin de máster se ha descrito el fundamento teórico básico del confinamiento y enfriamiento de iones con radiación láser en una trampa lineal de radiofrecuencia. Así mismo, se han presentado los resultados de fluorescencia obtenidos en los primeros experimentos realizados con la trampa, de los que se han podido extraer diferentes parámetros tales como una cota superior para el número de iones almacenados y el tiempo de vida de éstos en la trampa. También se ha estudiado el efecto del confinamiento axial, tanto de forma experimental variando el potencial aplicado a los *endcaps*, como mediante simulaciones haciendo uso del programa SIMION®. Comparando ambos resultados, se ha podido calcular de forma experimental la magnificación del sistema óptico, y compararla con el valor teórico de la misma, llegando a la conclusión de que la ligera diferencia entre el valor teórico y el experimental pueden deberse a la manera en la que se ha utilizado la cámara, ya que los píxeles se han agrupado en matrices. En cuanto al estudio del confinamiento en el plano radial, se ha visualizado el efecto de aplicar un voltaje de radiofrecuencia a dos de los electrodos (los llamados de compensación). Esta configuración no permite generar el campo dipolar deseado, por lo que los resultados obtenidos no permiten obtener la frecuencia secular en cualquiera de las direcciones ortogonales del plano radial si no una combinación lineal de frecuencias de la dirección axial y del plano radial. En este apartado, también se han realizado simulaciones con SIMION®, obteniendo las líneas equipotenciales debidas a distintos campos.

Estos resultados han permitido demostrar la capacidad de confinamiento de la trampa a través de imágenes de fluorescencia, lo cual permite tener perspectivas de futuro en cuanto al desarrollo de la misma y llegar a enfriar un solo ion. Se han discutido algunas de las mejoras a realizar para conseguir dicho enfriamiento y llegar primero al límite Doppler y después hasta el estado de mínima energía. Para alcanzar el límite Doppler, se ha mejorado el vacío calentando el sistema y particularmente la bomba iónica, después de activar el horno de calcio. Los resultados de este calentamiento han sido positivos, ya que se ha conseguido mejorar el vacío en un orden de magnitud, desde una presión de  $\sim 10^{-9}$  mbar hasta  $5 - 6 \times 10^{-10}$  mbar. Tras esta modificación y ajustes del campo de radiofrecuencia ha sido posible visualizar de forma clara el enfriamiento de una nube de iones. Además, se ha comenzado a montar la estructura y realizar primeras pruebas que permitan utilizar el haz de 397 nm con una incidencia de  $45^\circ$  respecto al eje axial. En cuanto al enfriamiento *sideband*, se ha planteado cómo incorporar el haz del láser de  $\lambda = 729$  nm, necesario para acceder a la transición  $S_{1/2} \rightarrow D_{5/2}$  al dispositivo experimental. Para ello, se ha tenido en cuenta el acoplamiento entre el ion y la radiación del láser, de forma que sea máximo. Para la transición de interés, la mejor configuración es aquella en la cual el ángulo que forman el haz con el campo magnético, y el ángulo que forman el plano definido por éstos con la polarización del haz, sea en ambos casos de  $90^\circ$ , lo cual implica alguna de las configuraciones presentadas en la figura 22 y una polarización lineal para el haz de incidencia. El sistema láser de 729 nm formado por un láser de diodo de 729 nm con *tapered amplifier* y una cavidad de alta fineza están actualmente en construcción y la instalación y puesta a punto se espera que se realice en el mes de octubre de 2019.

Estas mejoras para el enfriamiento y la llegada al estado cero de energía con un ion permitirán la realización de experimentos de precisión, tales como la medida de la frecuencia de una transición atómica utilizando el peine de frecuencias, procedimiento que

se ha descrito de forma breve en el segundo capítulo de este trabajo. Desde el Laboratorio de Trampas de Iones y Láseres de la Universidad de Granada, se propone la utilización de estas medidas de frecuencia, en conjunto con las medidas de frecuencia en la trampa Penning de 7 tesla [8], como un método novedoso para la medida ultra-precisa y de forma absoluta del campo magnético aplicado en esta última trampa que permita llevar a cabo medidas de masas ultra-precisas [9]. Además, llegado a este punto, la trampa lineal se podrá utilizar para experimentos con uno o varios iones dispuestos a lo largo del eje axial, en el marco de simulaciones o computación cuántica [5, 6].

## Referencias

- [1] H. C. Nägerl et al,  
*Addressing and Cooling of Single Ions in Paul Traps*,  
Fortschritte Der Physik, 48(5-7), 623-636 (2000).  
[https://quantumoptics.at/images/publications/papers/fortschritte00\\_naegerl.pdf](https://quantumoptics.at/images/publications/papers/fortschritte00_naegerl.pdf)
- [2] M. Chwalla et al,  
*Absolute Frequency Measurement of the  $^{40}\text{Ca}^+$   $4s^2S_{1/2} - 3d^2D_{5/2}$  Clock Transition*  
Physical Review Letters, 102(2), 023002 (2009).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.023002>
- [3] R. Godun,  
*Trapped Ion Optical Clocks*,  
Optical Clock School (2018).  
[http://empir.npl.co.uk/oc18/wp-content/uploads/sites/13/2018/09/1-Godun-Ion-Clocks\\_v2.pdf](http://empir.npl.co.uk/oc18/wp-content/uploads/sites/13/2018/09/1-Godun-Ion-Clocks_v2.pdf)
- [4] F. Riehle,  
*Ion traps for clocks and other metrological applications*, Research Training Group, PTB (2014).  
[https://www.rtg1729.uni-hannover.de/fileadmin/grk1729/pdf/Lecture\\_SS\\_14/Riehle-IonTrapFreqStand\\_2.pdf](https://www.rtg1729.uni-hannover.de/fileadmin/grk1729/pdf/Lecture_SS_14/Riehle-IonTrapFreqStand_2.pdf)
- [5] J. I. Cirac, and P. Zoller,  
*Quantum computations with cold trapped ions*,  
Physical Review Letters, 74(20), 4091-4094 (1995).  
<https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.74.4091>
- [6] C. Monroe et al,  
*Demonstration of a universal quantum logic gate*,  
Physical Review Letters, 75(25), 4714-4717 (1995).  
<https://tf.nist.gov/general/pdf/140.pdf>
- [7] <http://trapsensor.ugr.es/>
- [8] M. J. Gutiérrez et al,  
*The TRAPSENSOR facility: an open-ring 7 tesla Penning trap for laser-based precision experiments*,  
New Journal of Physics, 21(2), 023023 (2019).  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/aafa45/pdf>
- [9] D. Rodríguez,  
*A quantum sensor for high-performance mass spectrometry*,  
Applied Physics B: Lasers and Optics, 107, 1031-1042 (2012).  
<https://link.springer.com/article/10.1007/s00340-011-4824-5>
- [10] J. Berrocal,  
*Implementación de una trampa lineal para simulaciones del modelo cuántico de Rabi*,  
Trabajo de Fin de Máster, Universidad de Granada, (2018).  
[http://trapsensor.ugr.es/pages/trabajos/tfm\\_joaquin\\_berrocal/!](http://trapsensor.ugr.es/pages/trabajos/tfm_joaquin_berrocal/)

- [11] W. Paul,  
*Electromagnetic traps for charged and neutral particles*,  
*Reviews of Modern Physics*, 62(3), 531-540 (1990).  
<http://iontrap.umd.edu/wp-content/uploads/2013/10/electromagnetic-traps-for-charged-and-neutral-particles-Paul.pdf>
- [12] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. J. Wineland.  
*Quantum Dynamics of single trapped ions*,  
*Review of Modern Physics*, 75(1), 281-324 (2003).  
<https://doi.org/10.2514/6.2012-1292677>
- [13] M. Abramowitz and I. Stegun,  
*Handbook of Mathematical Functions* (10th ed.),  
National Bureau of Standards. (1964).  
[http://people.math.sfu.ca/~cbm/aands/abramowitz\\_and\\_stegun.pdf](http://people.math.sfu.ca/~cbm/aands/abramowitz_and_stegun.pdf)
- [14] G. Werth,  
*Charged Particle Traps II: Applications*,  
Springer, (2004).  
[http://jdsweb.jinr.ru/record/52371/files/Charged%20Particle%20Traps%20II\\_%20Applications.pdf](http://jdsweb.jinr.ru/record/52371/files/Charged%20Particle%20Traps%20II_%20Applications.pdf)
- [15] M. Knoop, N. Madsen and R. C. Thompson,  
*Physics with Trapped Charged Particles*,  
[https://doi.org/10.1142/9781783264063\\_0001](https://doi.org/10.1142/9781783264063_0001)
- [16] D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist, and G. G. Hulet,  
*Laser-cooling limits and single-ion spectroscopy*,  
*Physical Review A*, 36(5), 2220-2232 (1987).  
<https://journals.aps.org/prapdf/10.1103/PhysRevA.36.2220>
- [17] M. Chwalla,  
*Precision spectroscopy with  $^{40}\text{Ca}^+$  ions in a Paul trap*,  
PhD Thesis, University of Innsbruck, (2009).  
[https://quantumoptics.at/images/publications/dissertation/chwalla\\_diss.pdf](https://quantumoptics.at/images/publications/dissertation/chwalla_diss.pdf)
- [18] B. K. Sahoo et al,  
*Lifetimes of the metastable  $D_{3/2,5/2}$  states in  $\text{Ca}^+$ ,  $\text{Sr}^+$ , and  $\text{Ba}^+$* ,  
*Physical Review A*, 74(6), 062504 (2006).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.74.062504>
- [19] J. Benhelm,  
*Precision spectroscopy and quantum information processing with trapped calcium ions*,  
PhD Thesis, University of Innsbruck, (2008).  
[http://heart-c704.uibk.ac.at/publications/dissertation/benhelm\\_diss.pdf](http://heart-c704.uibk.ac.at/publications/dissertation/benhelm_diss.pdf)
- [20] P. Sta anum,  
*Quantum Optics with Trapped Calcium Ions*,  
PhD Thesis, University of Aarhus, (2004).

- [http://phys.au.dk/fileadmin/site\\_files/publikationer/phd/Peter\\_Staanum.pdf](http://phys.au.dk/fileadmin/site_files/publikationer/phd/Peter_Staanum.pdf)
- [21] K. Blaum,  
*High-accuracy mass spectrometry with stored ions*,  
Physics Reports, 425(1), 1-78 (2006).  
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.10.011>
- [22] K. Blaum, J. Dilling, and W. Nörtershäuser,  
*Precision atomic physics techniques for nuclear physics with radioactive beams*,  
Physica Scripta, 2013(152), 1-32 (2013).  
<https://doi.org/10.1088/0031-8949/2013/T152/014017>
- [23] P. Cappellaro,  
*22.51 Quantum Theory of Radiation Interactions*. Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare, (2012)  
<https://ocw.mit.edu.License:CreativeCommonsBY-NC-SA>.
- [24] M. Brodeur et al,  
*Verifying the accuracy of the TITAN Penning-trap mass spectrometer*,  
International Journal of Mass Spectrometry, 310(1), 20-31 (2011).  
<https://arxiv.org/pdf/1110.3003.pdf>
- [25] G. K. Woodgate,  
*Elementary Atomic Structure*, (2nd ed.),  
Oxford University Press, (1980).  
<https://emineter.files.wordpress.com/2015/03/g-k-woodgate-elementary-atomic-structure-oxford-university-press-usa-1983.pdf>
- [26] B. Odom, D. Hanneke, B. D'Urso, and G. Gabrielse,  
*New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron*,  
Physical Review Letters, 97, 030801 (2006).  
<https://pdfs.semanticscholar.org/4e68/7b824b578f45cea9a9702123b4d3ca36bfa6.pdf>
- [27] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group),  
Physical Review D, 98, 030001 (2018).  
<http://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2018-rev-clebsch-gordan-coefs.pdf>
- [28] E. Tiesinga, P. J. Mohr, D. B. Newell, and B. N. Taylor  
*The 2018 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants* (Web Version 8.0)  
Database developed by J. Baker, M. Douma, and S. Kotochigova. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899 (2019).  
<http://physics.nist.gov/constants>
- [29] Y. Le Coq,  
*Optical frequency combs and optical frequency measurements.*,  
Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, (2014).  
<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00989992/document>

- [30] <https://quantumoptics.at/en/>
- [31] D. J. Berkeland et al,  
*Minimization of Ion Micromotion in a Linear Paul Trap*,  
Journal of Applied Physics, 83(10), 5025-5033 (1998).  
<https://indico.cern.ch/event/315947/sessions/61194/attachments/606589/834752/1226.pdf>
- [32] J. Doménech,  
*Estudio de una fuente de iones de superficie en el marco del proyecto TRAPSENSOR y primeros resultados de enfriamiento por láser (laser cooling) de iones de  $^{40}\text{Ca}^+$* .  
Trabajo de Fin de Máster, Universidad de Granada, (2015).  
[http://trapsensor.ugr.es/pages/trabajos/tfm\\_jaime\\_domenech/!](http://trapsensor.ugr.es/pages/trabajos/tfm_jaime_domenech/)
- [33] F. Kärtner,  
*6.974 Fundamentals of Photonics: Quantum Electronics*,  
Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare, (2006).  
<https://ocw.mit.edu.License:CreativeCommonsBY-NC-SA>.
- [34] D. A. Steck,  
*Quantum and Atom Optics*,  
University of Oregon, (2019).  
<http://steck.us/teaching>
- [35] J. D. Winefordner,  
*Principles, Methodologies, and Applications of Atomic Fluorescence Spectrometry*,  
Journal of Chemical Education, 55(2), 72-78 (1978).  
<http://www.dcne.ugto.mx/Contenido/MaterialDidactico/amezquita/Analitica3/FAWinefordner.pdf>
- [36] Edmunds Optics Inc, *All about aspheric lenses*,  
Application notes, Edmund Optics.  
<https://www.edmundoptics.es/resources/application-notes/optics/all-about-aspheric-lenses/>
- [37] Edmunds Optics Inc, *Optical Filters*,  
Application notes, Edmund Optics.  
<https://www.edmundoptics.es/resources/application-notes/optics/optical-filters/>
- [38] <https://www.originlab.com/>
- [39] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader and NIST ASD Team,  
*NIST Atomic Spectra Database* (ver. 5.6.1),  
National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.  
<https://physics.nist.gov/asd>
- [40] S. Bharadia,  
*Towards Laser Spectroscopy of Highly Charged Ions: Dynamics of  $^{40}\text{Ca}^+$  Ions in a Penning Trap*,  
PhD Thesis, Imperial College, London, (2011).  
<https://spiral.imperial.ac.uk/handle/10044/1/9138>

- 
- [41] R. C. Thompson,  
*Ion Coulomb Crystals*,  
Contemporary Physics, 56, 63-79 (2015).  
<https://arxiv.org/pdf/1411.4945.pdf>
- [42] <https://simion.com/>
- [43] D. Rodríguez et al,  
*The LPCTrap facility for in-trap decay experiments*,  
Hyperfine Interactions, 174(1-3), 15-20 (2007).  
<https://doi.org/10.1007/s10751-007-9558-8>