UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Diseño, armado y caracterización de una trampa lineal de iones

Tesis presentada para optar al título de

Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas por

Ing. Lautaro Ezequiel Filgueira

Director de Tesis: Dr. Christian Tomás Schmiegelow

Consejera de Estudios: Dra. Andrea Verónica Bragas

Lugar de Trabajo: Laboratorio de Iones y Átomos Fríos, IFIBA, FCEN-UBA

Ciudad Autónoma de Buenos Aires, octubre de 2025

RESUMEN

Titulo: Diseño, armado y caracterización de una trampa lineal de iones.

Resumen: En este trabajo se presenta el diseño, construcción y caracterización de una trampa lineal de Paul para el confinamiento de iones mediante un campo electrodinámico, optimizada para disminuir la micromoción y poder atrapar y enfriar cadenas que van desde un único ion hasta cristales compuestos de varias decenas de iones. Se describen los parámetros requeridos para atrapar, enfriar y controlar distintos isótopos de iterbio, incluyendo técnicas de preparación y discriminación de estados, así como las soluciones a problemas experimentales que permiten realizar espectroscopía coherente y estudiar la posible interacción con haces estructurados.

El sistema requiere no solo el confinamiento eléctrico, sino también un conjunto de láseres, campos magnéticos y micro-ondas. El enfriamiento se logra mediante enfriado Doppler en la transición $^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}$, cuya fluorescencia permite visualizar los iones. Se emplea un sistema de control basado en FPGA, que permite la sincronización precisa entre distintos instrumentos, para llevar a cabo experimentos pulsados en el orden de los micro-segundos. Todos los elementos experimentales desarrollados son presentados y discutidos en este trabajo.

La trampa muestra un desempeño consistente con las simulaciones y las diferencias encontradas se explican por las tolerancias de fabricación, corregibles gracias a la versatilidad del diseño. El sistema de atrapado final es robusto y se presentan los resultados de oscilaciones coherentes medidas, dando lugar a futuras caracterizaciones que permitirán evaluar con mayor precisión, la micromoción presente en el centro de la trampa.

Palabras clave: Trampa de iones, micromoción, óptica, experimentos pulsados, espectroscopía coherente.

ABSTRACT

Title: Design, assembly and characterization of a linear ion trap.

Abstract: This work presents the design, construction, and characterization of a linear Paul trap for ion confinement using an electrodynamic field, optimized for low micromotion to capture and cool chains ranging from a single ion to crystals composed of several tens of ions. The parameters required to trap, cool, and control different ytterbium isotopes are described, including state preparation and discrimination techniques, as well as solutions to experimental challenges that enable coherent spectroscopy and the study of possible interactions with structured light beams.

The system requires not only electrical confinement but also a set of lasers, magnetic fields, and microwaves. Cooling is achieved through Doppler cooling on the $^2\mathrm{S}1/2 \rightarrow {}^2\mathrm{P}1/2$ transition, whose fluorescence allows the ions to be imaged. An FPGA-based control system provides precise synchronization among different instruments, enabling pulsed experiments on the microsecond timescale. All experimental components developed are presented and discussed in this work.

The trap exhibits performance consistent with simulations, with differences attributable to fabrication tolerances, which can be corrected thanks to the versatility of the design. The final trapping system is robust, and measured coherent oscillations are presented, paving the way for future characterizations that will allow a more precise evaluation of the micromotion at the trap center.

Key words: Ion trap, micromotion, optics, pulsed experiments, coherent spectroscopy.

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar agradezco a mis padres Analia Feito y Enrique, a mi hermano Julián, a mis hermanas Fernanda y Cecilia y a Ornella Salustro, Arcadia y Shaka, sin mi familia este trabajo nunca podría haber sido completado. También a mis amigos, que incondicional e inconsistentemente me apoyaron a lo largo de este proceso.

Quiero agradecer a mi director Dr. Christian T. Schmiegelow por el acompañamiento, enseñanza y paciencia a lo largo del desarrollo de la trampa y a mis colegas y compañeros del LIAF, que de alguna u otra manera contribuyeron a este trabajo: Martín Dreschler, Nicolas Nuñez Barreto, Lucas Mendicino, Muriel Bonetto, Santiago Gliosca, Carolina Vlatko, Corina Révora, Maximiliano Crespo, Julieta Wenger, Agustín Rombolá, Federico Pietra y Azul Brigante. También existió la colaboración de otras personas como el Dr. René Gerritsma de la Universidad de Amsterdam y el Dr. Marcelo Luda del CITEDEF.

A las comunidades de desarrollo de software de código abierto, en particular Python, Latex y Artiq, al igual que la comunidad de librería génesis, junto con Alexandra Elbakyan, quienes abogan por establecer un marco de colaboración y el libre acceso a la información.

Quisiera finalizar agradeciendo al pueblo argentino, sin la financiación estatal este trabajo no podría haber sido realizado, ya que se realizó principalmente en el Laboratorio de Iones y Átomos Fríos, emplazado en el Departamento de Física de la Universidad de Buenos Aires. A su vez, la subvención del estipendio requerido por el presente autor, fue otorgado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET), bajo la modalidad de Tema estratégico. Cabe destacar el subsidio otorgado por la organización Humboldt, de Alemania, utilizado para la adquisición de distintos elementos y la fabricación misma de la trampa, que fue realizada en el taller de la Universidad de Mainz. Debido a esta colaboración agradezco al Dr. Ferdinand Shcmidt-Kaler por toda la asistencia prestada.

ÍNDICE

1 Introducción **1**

2 Teoría **3**

2.1 Trampa Lineal de Paul 3

2.2 Estabilidad de la trampa 6

2.3 Distancia entre Iones 9

2.4 Iterbio 11

2.4.1 Estructura de isotopos pares: $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ 11

2.4.2 Estructura de isotopos impares: $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ 13

2.5 Enfriado Doppler 15

2.6 Oscilaciones de Rabi 16

2.6.1 Espectros de Rabi 18

3 Diseño y armado **20**

3.1 Diseño y simulación 20

3.1.1 Optimización 23

3.2 Estructura y componentes 28

3.2.1 Capacidad trampa 28

3.2.2 Hornos 32

3.3 Ensamblaje 33

3.3.1 Soporte de ensamblaje 33

3.3.2 Electrodos RF 34

3.3.3 Endcaps 35

3.3.4 Abrazaderas aislantes 36

3.3.5 Conectores RF y DC 37

3.3.6 Electrodos de compensación 38

3.3.7 Hornos de iterbio y calcio 39

3.3.8 Soporte base 40

3.3.9 Soporte intermedio y ensamblaje final 41

3.3.10 Conexiones eléctricas 41

3.3.11 Vacío 44

3.4 Entorno eléctrico y magnético . . . 52
3.4.1 Señal RF . . . 52
3.4.2 Línea de transmisión . . . 55
3.4.3 Medición de amplitud señal RF . . . 57
3.4.4 Adaptación de impedancias . . . 59
3.4.5 Estabilidad de la señal RF . . . 60
3.4.6 Campo magnético . . . 61
3.4.7 Calibración del campo magnético . . . 64
3.4.8 Microondas . . . 65
3.4.9 Estabilidad de microondas . . . 68
3.5 Láseres . . . 72
3.5.1 399 nm: Primer paso de Ionización . . . 72
3.5.2 Medidor de longitud de onda . . . 74
3.5.3 369 nm: Segundo paso de ionización, Doppler y fluorescencia. . . . 76
3.5.4 Configuración de los láseres UV . . . 79
3.5.5 935 nm: Rebombeo . . . 80
3.5.6 760 nm: Rebombeo . . . 81
3.5.7 Configuración de los láseres IR . . . 82
3.5.8 Incidencia sobre el centro de la trampa . . . 83
3.6 Sistema de detección . . . 85
3.6.1 Lente y sistema óptico . . . 85
3.6.2 Cámara sCMOS . . . 87
3.6.3 Fotomultiplicador . . . 88
3.6.4 Filtros de fluoresencia . . . 89
3.7 Control de Instrumentos . . . 91
3.7.1 Artiq . . . 92

4 Mediciones y resultados **94**

4.1 Primer atrapado . . . 94
4.1.1 Alineación de la lente y enfocado sobre la cámara . . . 94
4.1.2 Fluoresencia neutra . . . 96
4.1.3 Nubes de iones . . . 96
4.1.4 Cristales de iones . . . 99

4.2 Frecuencias de confinamiento y micromoción 101
4.2.1 Corrección de los electrodos DC 101
4.2.2 Frecuencias axiales 102
4.2.3 Frecuencias radiales 104
4.2.4 Compensación de exceso de micromoción 106
4.3 Espectros de láseres y microondas 108
4.3.1 Espectro 399 nm 108
4.3.2 Espectro 369 nm 110
4.3.3 Fluorescencia dependiente de la potencia: 369 nm 111
4.3.4 Espectro 935 nm 111
4.3.5 Espectro microondas 112
4.3.6 Atrapado sistemático de cristales 113
4.4 Experimentos pulsados 116
4.4.1 Diferenciación de estados 116
4.4.2 Oscilaciones de Rabi 121
4.4.3 Espectro de Rabi 126

5 Conclusión **129**

6 Bibliografía **130**

Anexo **136**

ÍNDICE DE FIGURAS

1 Trampa ideal de Paul, compuesta de cuatro varillas conectadas de a pares a un pontencial dinámico (U_{rf}) y dos electrodos que imponen un potencial continuo (U_{dc}). En el centro se encuentra la región de atrapada, que se caracteriza por ser el centro de la geometría y en donde la micromoción es nula, al estar perfectamente compensados los campos y los electrodos ser infinitos. 4

2 Corte de la trampa lineal de cuchillas Buenos Aires 2020, donde se ve una cuchilla de cada para utilizado y el corto de los endcaps. Los mismo son huecos para permitir el paso de un haz, en la dirección axial (eje Z). Se pueden ver dos de los electrodos de compensación dispuestos en la trampa, que son utilizados para compensar el exceso de micromoción. 6

3 Potencial cuadrático formado en el centro de la trampa, con forma de silla de montar, para dos fases distintas. 7

4 Parámetro de estabilidad q, para la trampa “Buenos Aires 2020” para una frecuencia de RF de 7.2 MHz. Las líneas punteadas verticales se corresponden con las tensiones de trabajo elegidas, para los isótopos de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ y $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, respectivamente. 8

5 Campo eléctrico en el centro de la trampa, para tres versiones con dimensiones diferentes, que pueden ser vistas en la tabla 1. α_{rf} es el coeficiente obtenido para cada trampa y f_z es la frecuencia de confinamiento axial calculada para cada caso. 10

6 Diagrama de los principales niveles de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ utilizados. 11

7 Diagrama de los principales niveles de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ utilizados. 13

8 Oscilaciones de Rabi de un sistema de dos niveles, para distintas desintonías entre las frecuencias del campo externo y la transición. $\Omega = 8$ kHz es la frecuencia de Rabi usada en esta simulación. 17

9 Espectros de Rabi para un sistema de dos niveles, para dos tiempos de exposición distintos, donde es espectro representado en color negro es para el caso $P(|e\rangle) = 1$ y el caso descrito por la línea gris, $P(|e\rangle) = 0$. 19

10 Modelo base de la trampa lineal de cuchillas, en colores se ven ambos pares de electrodos, en forma de tenedor y en gris están los dos endcaps. El aislador entre los electrodos RF y el endcap, no es incluido en la simulación. 21
11 Mallado de la trampa lineal de cuchillas para llevar a cabo la simulación. Notese el aumento de la cantidad de triángulos en la región del borde de las cuchillas. 22
12 Potencial a lo largo del eje z (axial), resultante de imponer 1 V en un par de las cuchillas (0 V en el resto de los electrodos) en el software de simulación (puntos) y el ajuste a una función cuadrática hecho en *Python*. En este caso se obtuvo un $\alpha_{rf} = -0{,}0036\ \mathrm{mm}^{-2}$ 23
13 Coeficiente α_{rf} en función del largo de los electrodos y la distancia de los endcaps. Con cruces grises se indican los resultados de las simulaciones en el caso que se varía la distancia entre los endcaps al mismo tiempo que se achica el largo de las cuchillas. Los puntos con cruces rojas, se corresponden con simulaciones donde el endcap, entra dentro del espacio de las cuchillas, pero se mantiene el largo de las mismas en 8 mm. Se presentan ajustes en negro y gris, para ambas condiciones. 24
14 Frecuencias de confinamiento radiales en función de la frecuencia de drive f_{rf} y la tensión en los endcaps U_{rf}, para una tensión de $U_{dc} = 110\ \mathrm{V}$. Las curvas negras representan contornos donde se obtiene la frecuencia especificada en MHz. 25
15 Frecuencias axiales en función de la tensión en los endcaps U_{dc}, para la simulación de tres trampas diferentes, cuyas dimensiones están descritas en la tabla 1. 26
16 Corte de vista superior de la trampa, donde se encuentran demarcados los aislantes que aportan a la capacidad total entre los electrodos RF. A su vez, se presentan los conectores para las tensión AC y DC, usadas en el confinamiento electrodinámico, ya que a través de los *feedtrhoughs*, se agrega una capacidad adicional. 30

17 Planos con dimensiones del aislador entre el endcap y el electrodo RF. Se presenta una vista lateral, un corte (A-A) y una vista isométrica con transparencia. La forma de este componente fue optimizada para reducir la capacidad y mantener un soporte mecánico robusto. 31
18 Corte de la trampa, donde se presenta la disposición de los hornos de Yb y Ca. Las líneas punteadas representan el eje central de emisión de cada uno. Los espaciadores son piezas de 2 mm apiladas, para regular la distancia de los hornos al centro de la trampa, cada espaciador tiene un agujero central (no representado en la figura). La sujeción se hace con un tornillo que atraviesa el bloque con cuatro terminales, los espaciadores y se atornilla en el mismo soporte ensamblador. Las conexiones eléctricas se hacen detrás del bloque, donde la corriente incidente circula por los barriles superiores y los inferiores, son el retorno de la misma. 33
19 Montaje de los anillos aislantes en el soporte ensamblador, junto con el resultado final de esta instancia. 34
20 Corte del soporte ensamblador, donde se presenta el despiece del montaje de los electrodos RF, junto con una foto mostrando este procedimiento en el laboratorio. El uso de guantes es necesario para evitar contaminar las piezas que ya habían sido limpiadas. 35
21 Montaje de los endcaps, junto al resultado final de este paso. 36
22 Incorporación de las abrazaderas aislantes. 36
23 Colocación de los conectores RF y DC de los endcaps, junto con una foto del resultado del montaje de los conectores RF. 38
24 Montaje de los electrodos de compensación y el conector doble. Las fotos muestran ambos lados de la trampa, con todos los electrodos colocados y fijados. Cabe destacar, que el par de electrodos posterior, es removido para evitar su interferencia en la recolección de la fluoresencia de los iones. . . 39
25 Colocación de los hornos de iterbio y calcio, utilizadas como fuentes de vapoder de átomos neutros. 40
26 Montado de la base a la brida ciega CF35 y fijación a la cámara de vacío. No olvidar colocar la junta de cobre. 41

27 Ensamblaje final de los soporte intermedios y ensamblador, con todos los elementos ya montados. 41
28 Conexionado eléctrico del *feedthrough* de seis pines eft0563093. 43
29 Conexionado eléctrico del *feedthrough* de diez pines iftag104103. Se omiten los capacitores de desacople de los pines 1,2,3,6 y 8 para simplificar el esquema, sin embargo en cada pin mencionado se colocan dos capacitores iguales a los utilizados en el pin 7. 44
30 Preparación del cocinado de la trampa: a) armado y distribución de la resistencia, se evita que la misma toque el vidrio de las vetanas para evitar un cambio drástico de temperatura; b) cobertura final de aluminio, antes de colocar la lana de vidrio; c) resultado final luego de hacer el cocinado y bombeo, se nota la decoloración en los tornillos debida a la temperatura alcanzada. 48
31 Evolución de la temperatura registrada por las tres termocuplas (negro, azul y naranja) y de la presión registrada por la pirani de la estación de bombeo, a lo largo de los 21 días de cocinado. La interrupción del sensor naranja, se debió a una rotura del mismo. Los principales hechos descritos en el texto, se encuentran demarcados. 50
32 Planos del resonador construido. Se presenta una vista superior y dos laterales, cons transparencias para ver las bobinas internas. La vista isométrica se presenta extruida, para representar los seis componentes del resonador:bobina primaria, bobina secundaria, cilindro, arandela, tapa superior y tapa inferior (no visible debido a la perspectiva). 53
33 Circuito equivalente del resonador conectado a la carga un generador, donde V_g es la tensión a la salida del amplificador, $Z_o = 50$ es la impedancia de salida, R_{cup}, R_{cus}, L_p y L_s son las resistencias e inductancias de las bobinas primaria y secundaria respectivamente, C_s es la capacidad del secundario, R_c y C_c son la resistencia y capacidades asociadas al cilindro, R_w y C_w son las resistencias y capacidades parásitas asociadas al cableado y R_t y C_t son la resistencia y capacidad de la trampa, que incluyen todos los componentes parásitos. 55

34 Imágenes referidas a la línea de transmisión diseñada para imponer la diferencia de potencial a la salida del resonador, en la entrada de la cámara de vacío. a) Soporte utilizado dentro de la línea para sostener el cable de 4 mm que transmite la señal de radio frecuencia. b) Montaje final del resonador, donde se puede ver la caja que contiene el divisor capacitivo, la línea de transmisión (tubo de cobre), las ventanas de acceso para hacer los conexionados pertinentes y la caja que contiene las conexiones de los endcaps. 56

35 Esquematico representando la interconexión del divisor capacitivo. El primer capacitor esta conformado por el coaxial RG-213 y el segundo por el RG58, de esta manera se puede visualizar la señal proporcional a la salida del resonador (V_o), en el osciloscopio, cuya impedancia de entrada Z_{in} y C_{in}, son parte del divisor capacitivo. Nótese que alrededor de las líneas que se corresponden con la señal, siempre hay un conductor aterrizado, este conductor se compone por el cilindro del resonador, el tubo de la línea de transmisión, la caja donde se encuentra el RG-213, la malla exterior del RG58 y el chasis del osciloscopio. Con esta configuración se minimiza la emisión de radio frecuencia ocasionada por la señal oscilante en el conductor que va a la trampa. 57

36 Análisis de estabilidad de frecuencia. A la izquierda se presenta el desvío de Allan, en base a mediciones de frecuencia hechas a la salida del divisor capacitivo. A la derecha se encuentra la medición de frecuencia en función del tiempo, notese la presencia de huecos en los datos, debido a una incorrecta configuración del disparador del frecuencímetro. 61

37 Vista 3D de la cámara de vacío con la trampa de iones en su interior, junto con una vista explotada de los soportes de los imanes, que contienen 30 y 20 imanes permanentes cada uno, ambos soportes son concentricos con el centro de la trampa. 62

38 Campo magnético en Gauss [G] simulado, mediante elementos finitos, generado por los dos anillos de imanes en los extremos de la trampa. a) se ve el campo magnético total, visto de lejos, donde los rectángulos representan la posición y dimensiones de ambos anillos. b) expansión en la zona aledaña a la trampa, nótese el cambio de rango en la escala. 63

39 Esquemático del conexionado e instrumental utilizado para la generación, control, amplificación y emisión de las microondas. Las potencias medidas se evaluaron utilziando un analizador de espectro, HP 8563E y las magnitudes representadas ya toman en cuenta la pérdida de potencia en los cables utilizados. El espectro presentado se corresponde con el comportamiento real del mezclador, donde se tiene la presencia de las bandas laterales ($f_{LO} \pm f_{IF}$) en conjunto con la frecuencia de oscilador local (f_{LO}). 67

40 Desvío de Allan y frecuencia en función del tiempo de una salida RF del sistema Artiq (Urukul). El desvío presenta una forma más bien tipica, donde a tiempos cortos se aprecia la influencia del ruido y a tiempos más largos, el desvío caracteriza la deriva en frecuencia del generador. 69

41 Desvío de Allan y frecuencia en función del tiempo de la salida del ADF5356. Se puede ver que el desvío presenta un comportamiento casi monotónicamente creciente y la frecuencia presenta variaciones a lo largo de todo el periodo estudiado. 70

42 Medición de frecuencia de un láser estabilizado, cuya deriva es menor a 1 MHz. Se utiliza el medidor de longitud de onda, para medir la frecuencia del láser en función del tiempo. La zona sombreada representa dos desvíos estándar de la media, caracterizando una dispersión de aproximadamente ± 50 MHz. A la derecha se aprecia, un histograma representando la distribución de las frecuencias medidas. Imagen cortesía de las autoras[88]. 75

43 Configuración para la estabilización de los láseres, utilizando una cavidad FP. En este caso se representa únicamente la estabilización del láser UV, sin embargo en el bloque de Zerodur hay otras tres cavidades para otros láseres. La cavidad FP, está compuesta por un espejo plano y otro cóncavo, que tiene un largo ajustable en función de la tensión impuesta en el PZT. A la salida de la cavidad, se espera tener un modo Gaussiano, para lo cual se utilizan los dos espejos a la entrada para permitir la alineación. Las cavidades se encuentran en una cámara de vacío, con ventanas no paralelas para evitar una segunda cavidad. A la salida, se utiliza un vidrio para tomar una muestra del haz y visualizarla con una cámara web, de esta forma se puede ver que se tenga el modo correcto a la salida. La salida principal es enfocada en un fotodiodo, cuya señal es tomada por un amplificador de transimpedancia (TZ), que luego es ingresada a una RedPitaya para ser nuevamente amplificada y filtrada. Esta señal se inyecta en una de las entradas del cabezal Toptica, para llevar a cabo la estabilización de media franja. 78

44 Configuración de preparación de laseres UV, las referencias se presentan dentro de la misma figura. Los espejos marcados con asterisco se encuentran a una altura diferente. 80

45 Configuración de preparación de laseres IR, las referencias se presentan dentro de la misma figura. 82

46 Configuración de láseres de ingreso a la trampa. Se superponen todos los láseres a través del espejo dicroico, antes de ser reflejados por los dos espejos de aluminio, para ser guíados hacia el centro de la trampa. El ángulo de entrada a la misma, se debe a que se busca evitar que los láseres impacten contra la lente del sistema de detección, que debe estar lo más cerca posible. También se puede ver la posición relativa de la guía de onda utilizada para las microondas. 84

47 Tres vistas, una superior y dos laterales, de una representación esquemática del sistema de detección. 85

48 Fotos de la lente y el ascensor del sistema de detección. En la primera foto se ve únicamente la lente y el sistema de jaula, con los tres micro-posicionadores y el espejo superior del ascensor. A la derecha, se ve el sistema montado y apuntando a la trampa dentro de la cámara de vacío. 86
49 Imagen de la trampa a través de una lente. La foto muestra una protección de la trampa, a través de la lente de detección. Se puede ver claramente el blade inferior y los dos endcaps, para sacar esta captura se utiliza una luz intensa blanca, iluminando desde el mismo lado de la lente. 95
50 Captura de nube de iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. 98
51 Capturas varias de cristales de iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. 100
52 Curva de corrección de la tensión entre endcaps, debido a las tolerancias de fabricación. 102
53 Cristales de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, utilizados para medir las frecuencias de confinamiento, a la izquierda se presentan los iones en ausencia de excitación externa y a la derecha cuando se encuentran con una excitación resonante: a) Medición de frecuencias axiales, con un cristal de 4 iones ($U_{dc} = 128$ V), donde el oscuro se sospecha que es de $^{172}\mathrm{Yb}^{+}$. b) Caracterización de frecuencias radiales. . 103
54 Frecuencias axiales de la trampa medidas. A su vez, se ven las simuladas originalmente (negro) y el resultado de la simulación contemplando que un endcap está alejado del centro, respecto del otro (gris). 104
55 Frecuencias radiales de la trampa medidas. A su vez, se ven las simuladas originalmente (negro) y el resultado de un ajuste lineal con los puntos medidos (gris), este ajuste puede ser utilizado para inferir diferencias entre la trampa ideal y la realmente construida. 105
56 Espectro de iterbio neutro para dos ángulos de incidencia del láser 399 nm, los isotopos se encuentran nomenclados junto a cada resonancia (máximo local). En negro solido se presenta el espectro para un ángulo de incidencia de $95°$ y en gris interrumpido, el correspondiente a un ángulo de $99°$. . . . 109
57 Espectro de láser Doppler (369 nm) de una cristal de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ medido y ajustado con una curva Lorentziana. Los círculos se corresponden para una potencia de $100\ \mu\mathrm{W}$ y los triángulos $5\ \mu\mathrm{W}$. 110

58 Fluoresencia en función de la atenuación del AOM del láser de 369 nm, para cristales de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ y $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$. 111

59 Espectro del barrido, respecto del centro de la resonacia, del láser de 935 nm para tres potencias distintas. Las mediciones se hicieron sobre cristales de diferentes dimensiones, pero fueron normalizadas para que las cuentas totales se correspondan con un solo ion de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. Las mediciones de $0{,}8$ y $0{,}4$ mW se hicieron a su vez, con una mayor cantidad de puntos y para la representación, se utiliza un promediado móvil de tres muestras. El piso de ruido fue sustraído, para permitir una mejor normalización de las curvas. . 112

60 Espectro de la transición $^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$. La desintonía es respecto a la frecuencia de la microonda de $12{,}642817$ GHz, correspondiente a la transición $|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow |\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=0\rangle$ 113

61 Cristales iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, imagens tomada con la cámara sCMOS: a) Tiempo de exposición de $1{,}5$ segundos, sin agrupamiento de pixeles y sin rendijas. b) Tiempo de exposición de 1 segundo, agrupamiento de 2×2 pixeles y rendijas optimizadas. 114

62 Cristales iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, imagens tomada con la cámara sCMOS, con un tiempo de exposición de 500 ms: a) Cristal de más de 70 iones, con forma de Zeppelin, debido al confinamiento axial. Los agujeros en los extremos se corresponden con otros isótopos de Yb que fueron atrapados. b) Cristal lineal de 10 iones, notese el incremento de separación de los iones en los extremos, debido a la repulsión de Coulomb. 115

63 Histogramas de la captura de fluoresencia de la cámara sCMOS, para seis tiempos de exposición distintos (10 a 50 ms), de un cristal de 6 iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. En negro se presenta la fluoresencia de los iones y en gris, el estado de oscuridad (935 nm apagado). El eje y, se encuentra normalizado y es el mismo para todos los casos estudiados. 117

64 Histogramas de la captura de fluoresencia de la cámara sCMOS de un ion de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, para cuatro condiciones de agrupamiento diferentes, pero para un mismo tiempo de exposición de 10 ms. La imagen de la izquierda, es como se ve el ion con un tiempo de exposición de 500 ms, junto con la ROI evaluada. En el eje y, se presenta el tipo de agrupamiento utilizado y entre parentesis se representa el porcentaje de área solapada entre el ion fluoresciendo (negro) y apagado (gris claro), el gris oscuro es el solapamiento. 118

65 Histogramas de la captura de fluoresencia de la cámara sCMOS de un ion de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, para tres instancias de apertura de rendijas diferentes, pero para un mismo tiempo de exposición de 20 ms. La imagen de la derecha, es como se ve el ion con un tiempo de exposición de 500 ms, junto con la ROI evaluada. El ion fluoresciendo (negro) y apagado (gris claro), el gris oscuro es el solapamiento, entre ambos histogramas y la línea gris es el perfil de histograma del ruido propio de la cámara, en ausencia de luz, por eso se repite en las tres condiciones. 119

66 Histograma de cuatro iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, para un tiempo de exposición de 500 ms. En negro se presentan los resultados de los iones fluoreseciendo y en gris tenue, la misma superficie de ROI, pero una región de la cámara donde no había iones. 120

67 Histogramas de un cristal de siete iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, para seis tiempos de adquisición distintos. En negro se ven los iones fluoresciendo y en gris, el láser de 935 nm es apagado. Los ejes x, se corresponden con la cantidad de cuentas que llegan al PMT, nótese que a medida que se aumenta el tiempo de exposición, las cuentas aumentan proporcionalmente. 121

68 Caracterización de la utilización del EOM-UV para la preparación del estado $^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$.Cada punto se corresponde con el promediado de 400 muestras tomadas y la barra de error, se corresponde a un desvío estándar de la media. 122

69 Caracterización de la utilización del EOM-UV para la preparación del estado $^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, para tiempos menores a 1 ms. Cada punto se corresponde con el promediado de 400 muestras tomadas y la barra de error, se corresponde a un desvío estándar de la media. 123

70 Rutina para la medición de un punto de las oscilaciones de Rabi. La barra negra implica que esa instancia se encuentra encendida, durante el tiempo especificado en la parte superior de cada etapa, τ es el tiempo variable de exposición a las microondas. 124
71 Oscilaciones de Rabi medidas, cada punto se corresponde con el promedio de 400 mediciones individuales. Las barras de error corresponden a un desvío estándar de la media. 125
72 Frecuencias de Rabi medidas, cada medición se obtiene de repetir la medición de la oscilación de Rabi, para diferentes amplitudes de salida RF de la Urukul. Las barras de error se corresponden con el FWHM, de la frecuencia medida hacinedo un análisis de espectro de la medición obtenida. 126
73 Espectro de Rabi, resultante de promediar seis mediciones diferentes y aplicando un promediado móvil de tres muestras. 126
74 Espectro de Rabi, resultante de una simulación considerando el efecto de Autler-Townes. 128

ÍNDICE DE TABLAS

1 Dimensiones de las tres trampas, cuyo campo eléctrico se muestra en la Figura 5. 10
2 Capacitancias [pF] entre un electrodo RF y cada uno de los elementos más relevantes. Los datos presentados fueron calculados en base al diseño original (Amsterdam) y el optimizado (Buenos Aires), y medidas utilizando un puente RLC a una frecuencia de 1 MHz, con la trampa ya montada en la cámara de vacío. Los números no reportados es que no se disponía de la información necesaria para realizar el cálculo o la medición no era accesible para ser realizada. 29
3 Dimensiones principales de las 6 piezas de cobre que componen el resonador. El espesor de la placa de cobre era de 2 mm. 54
4 Comparación entre el modelo calculado (capacidad trampa 45 pF) y las mediciones finales de las frecuencias de resonancia (f_0), el factor Q y el cociente entre la tensión a la entrada del resonador V_{in} y la salida del mismo V_{out}. . 55

5 Dimensiones y mediciones principales de las bobinas utilizadas para compensar el campo magnético en el centro de la trampa. 63
6 Abundancia de cada isótopo estable de iterbio[26] 72

1. INTRODUCCIÓN

En este trabajo se desarrollará el diseño, implementación y caracterización de una trampa de iones y del sistema que la rodea, llevado a cabo en el Laboratorio de Iones y Átomos Fríos (LIAF). Las trampas de iones son dispositivos que permiten confinar partículas cargadas. Estas pueden ser átomos ionizados y en conjunto con técnicas de enfriado, se permite la formación de cristales de iones, que permanecen atrapados y estables durante horas o días, dependiendo del sistema utilizado.

Los iones atrapados constituyen una plataforma experimental versátil utilizada en áreas tan diversas como la metrología de precisión [58, 72], la exploración de la física fundamental [49, 54] y aplicaciones en simulación cuántica [21, 5] y computación cuántica [46, 10]. Cada una de estas áreas presenta requisitos específicos, lo que ha impulsado el desarrollo y la optimización de la geometría de la trampa, y sus técnicas de construcción y sistemas de control. Por ejemplo, se han empleado trampas de iones optimizadas para un solo ion en metrología de frecuencia [27, 60] o para la interconexión de átomos con sistemas de fibra óptica y recolección de luz [7, 89, 28, 9, 83]. Se han desarrollado trampas lineales estructuradas que permiten la separación y fusión de cristales de iones para la computación cuántica dentro de la arquitectura tipo CCD cuántico [82, 13, 38, 43, 67]. Las trampas lineales masivas, por su parte, permiten un confinamiento robusto de cristales de iones y han sido utilizadas tanto en información cuántica, como en experimentos de física fundamental [6, 29, 49, 28].

En nuestro caso, buscamos un diseño de trampa que ofrezca un amplio acceso óptico y que permita la operación estable de cadenas lineales de iones. Nuestro objetivo fue diseñar y construir una plataforma adecuada para que en un futuro se lleven a cabo experimentos de óptica cuántica con haces estructurados [77, 62, 50], estándares de frecuencia y manipulación de cadenas largas de iones. Para alcanzar estos objetivos, optamos por una trampa de Paul lineal con una configuración de electrodos tipo cuchilla [76, 24]. La trampa fue diseñada y construida con énfasis en la robustez mecánica, alta accesibilidad óptica, baja capacitancia y mínima micromoción axial.

La estructura de este trabajo se separa en tres partes fundamentales, que se organizan en los siguientes capítulos o secciones de la siguiente manera: En primer lugar se aborda la teoria, donde se presentarán los conceptos básicos de la trampa de Paul y su estabilidad. A su vez, se presenta la estructura de niveles de los isótopos de Iterbio utilizados y se presen-

ta la técnica de enfriado utilizada. Esta primera parte cierra con el abordaje del estudio de oscilaciones coherentes entre dos niveles de un ion, ya que estas fueron las mediciones más completas que determinan los límites del sistema montado. La segunda parte presenta la simulación y el diseño, construcción y armado de la trampa y de todos los componentes que caracterizan el sistema de atrapado, como ser señales de radiofrecuencia, campos magnéticos, fuentes de átomos neutros, microondas, láseres y los sistemas de detección y control. En tercer lugar se muestran los resultados de las distintas caracterizaciones realizadas, comparando con las simulaciones previamente realizadas y ajustando las mismas, a la trampa manufacturada, donde se discute la influencia de las tolerancias de fabricación. Esta parte cierra con la evaluación de los experimentos pulsados realizados donde se muestran oscilaciones de Rabi medidas y se discuten los espectros obtenidos. Finalmente se presentan las conclusiones del trabajo realizado.

2. TEORÍA

En esta primera parte abordaremos los contenidos teóricos subyacentes al trabajo realizado. En particular los temas tratados se orientan al uso que se hace en este trabajo y se busca representar la importancia de cada tema tratado. En particular desarrollaremos la teória de las trampas lineales de Paul, su estabilidad y cuál es el tamaño de un cristal de iones. Luego indagaremos en las estructuras de niveles de los isótopos utilizados en los experimentos: $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ y $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. Las técnicas utilizadas para enfriarlos y finalmente mostraremos los conceptos asociados a la experimentación con estados definidos, como ser las oscilaciones y espectros de Rabi.

2.1. TRAMPA LINEAL DE PAUL

La idea principal de una trampa de iones, es la de poder confinar partículas cargadas, que en este caso se tratan de átomos con un electrón menos respecto a su versión neutra, es decir que tienen carga positiva. Para atrapar partículas con carga se puede utilizar una combinación de campo eléctrico y magnético, que se llama trampa de Penning o se pueden utilizar campos eléctricos variables, referidas como trampas de Paul [45].

La trampa de Paul consiste en un potencial dinámico (radiofrecuencia) y otro estático (DC). Hay distintas configuraciones para combinar estos potenciales eléctricos y lograr una región confinante, que en esencia es un mínimo del potencial generado. Las configuraciones suelen ser llamadas en base a la forma que tienen los electrodos utilizados para imponer el potencial dinámico, los dos ejemplos más característicos son las trampas de anillo [15, 2] y las trampas lineales, sin ser exclusivamente las únicas geometrías utilizadas para atrapar particular cargadas [57].

Una trampa ideal puede consistir en cuatro electrodos en forma de varilla que están conectados de pares, donde los que están enfrentados tienen el mismo potencial. Usualmente uno de estos pares se conecta a la radiofrecuencia y el otro par está referenciado a tierra. A su vez, hay otros dos electrodos ubicados axialmente que tienen un potencial confinante continuo o DC. Esta configuración se puede ver en la Figura 1, donde están representadas las cuatro varillas y los electrodos DC en forma de anillo. Este tipo de configuración genera un potencial cuadrupolar, que permite el atrapado de partículas cargadas en la región central.

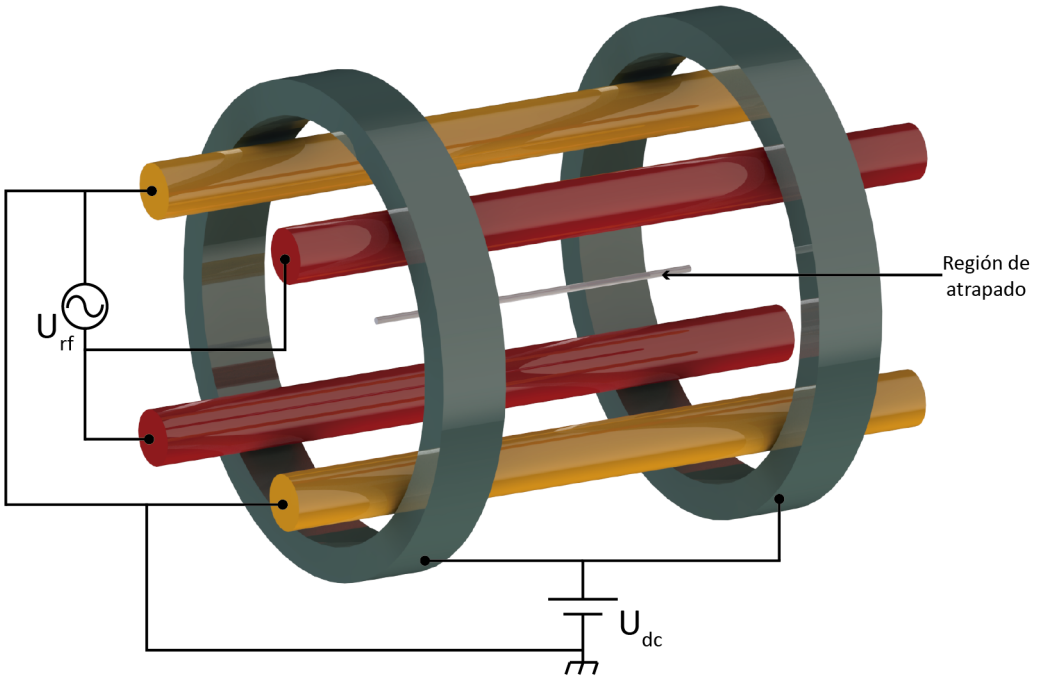

Figura 1: Trampa ideal de Paul, compuesta de cuatro varillas conectadas de a pares a un pontencial dinámico (U_{rf}) y dos electrodos que imponen un potencial continuo (U_{dc}). En el centro se encuentra la región de atrapada, que se caracteriza por ser el centro de la geometría y en donde la micromoción es nula, al estar perfectamente compensados los campos y los electrodos ser infinitos.

Esta geometría puede ser optimizada para confinar cristales de iones lineales, es decir un cristal de una sola dimensión cuya posición se corresponderá con el mínimo del potencial total generado por el pseudopotencial AC y la tensión DC. El potencial tiene la forma dada por la siguiente ecuación [78]:

$$\Phi(x,y,z,t) = \frac{U_{dc}}{2}(\alpha_{dc}z^2 + \beta_{dc}y^2 + \gamma_{dc}x^2) + \frac{U_{rf}}{2}cos(\omega_{rf}t)(\alpha_{rf}z^2 + \beta_{rf}y^2 + \gamma_{rf}x^2) \quad (1)$$

(2)

donde U_{dc} y U_{rf} son los potenciales continuo y dinámico, ω_{rf} es la frecuencia utilizada y los coeficientes α son los factores geométricos con proyección en el eje axial, y β y γ tienen proyección en los ejes radiales. La ecuación de Laplace en campo libre impone que $\Delta\Phi(x,y,z) = 0$ y la solución a la misma que proponemos utilizar en esta trampa es $\alpha_{rf} = 0$, $\beta_{rf} = -\gamma_{rf}$ y $-\alpha_{dc} = \beta_{dc} + \gamma_{dc}$, dando lugar a una trampa lineal de Paul con confinamiento DC en el eje axial y confinamiento dinámico en el plano radial [78]. La concepción teórica de esta trampa ideal, requiere que las varillas de los electrodos sean infinitas.

Las frecuencias de confinamiento radiales y axiales, vienen dadas por la siguientes ecuaciones [78]:

$$\omega_u = \beta_u \omega_{rf}/2 \tag{3}$$

$$\omega_z = \sqrt{|e|U_{dc}\alpha_{dc}/m} \tag{4}$$

siendo $u = x, y$ las coordenadas radiales, e la carga del electrón y m la masa del ion (las unidades tienen que estar en SI). Luego $\beta_u = \sqrt{a_u + q_u^2/2}$, donde:

$$q_y = \frac{2|e|U_{rf}\beta_{rf}}{m\omega_{rf}^2} \qquad a_y = -\frac{4|e|U_{dc}\beta_{dc}}{m\omega_{rf}^2}$$

$$q_x = -\frac{2|e|U_{rf}\gamma_{rf}}{m\omega_{rf}^2} \qquad a_x = \frac{4|e|U_{dc}\gamma_{dc}}{m\omega_{rf}^2} \tag{5}$$

(6)

Cumplir con las igualdades mencionadas previamente da origen a un trampa ideal de Paul, que además satisface que el mínimo potencial generado, es nulo. Esta característica es fundamental para tener un confinamiento y enfriado óptimo de los iones, ya que cuando la fuerza neta experimentada por los iones no es nula, se da un movimiento llamado micromoción, que se corresponde con los iones oscilando a la frecuencia utilizada en el confinamiento dinámico.

Reducir o minimizar el campo eléctrico en el centro de la trampa, implica minimizar la micromoción y cuanto mayor sea la región donde el campo es mínimo, más grandes serán los cristales que se puedan atrapar con temperaturas uniformes. Esta condición es fundamental para aplicaciones, como ser la de relojes atómicos ópticos, ya que una diferencia en la temperatura de los iones aumenta la incertidumbre de la medición [14].

Una de las principales consideraciones para el diseño de la trampa, fue justamente la de minimizar la micromoción a través de optimizar un diseño que genere el menor α_{rf} posible y que el mínimo del potencial generado ocupe una región grande, sin requerir que el largo de los electrodos sea infinito. El modelo definitivo de la trampa diseñada se puede ver en la Figura 2, donde se aprecia que los electrodos RF tienen la forma de cuchillas, que permite acercarse lo más posible a los iones, pero admitiendo el paso de los láseres utilizados. A su vez, los potenciales continuos son impuestos por dos electrodos ubicados en los costados de la trampa, lo cuales son huecos y permiten el paso axial de láseres.

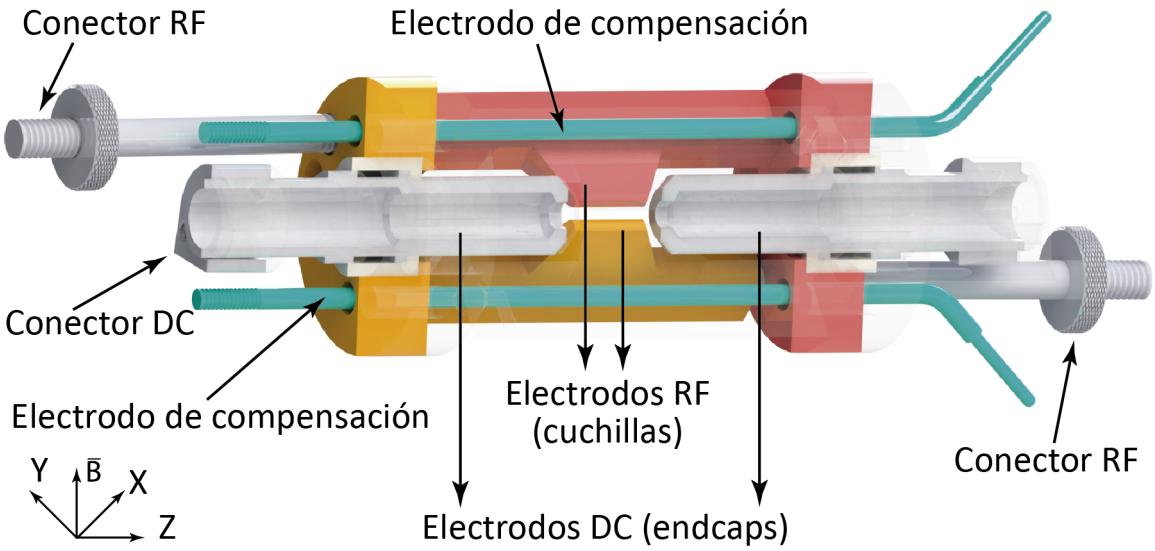

Figura 2: Corte de la trampa lineal de cuchillas Buenos Aires 2020, donde se ve una cuchilla de cada para utilizado y el corto de los endcaps. Los mismo son huecos para permitir el paso de un haz, en la dirección axial (eje Z). Se pueden ver dos de los electrodos de compensación dispuestos en la trampa, que son utilizados para compensar el exceso de micromoción.

2.2. ESTABILIDAD DE LA TRAMPA

La estabilidad de la trampa refiere a la capacidad que tiene la misma de confinar partículas cargadas y no perderlas por el funcionamiento la trampa, que expulsaría las partículas atrapadas. Esto se debe a que el atrapado se puede entender de una manera más bien mecánica, en donde el potencial generado por los electrodos RF, en forma de cuadrupolo tiene una forma de silla de montar. Esta forma se puede ver en la Figura 3, donde se ve el potencial para un instante incial (t=0) y para medio período del potencial oscilante (t=T/2), es decir una rotación de fase de 180º [57]).

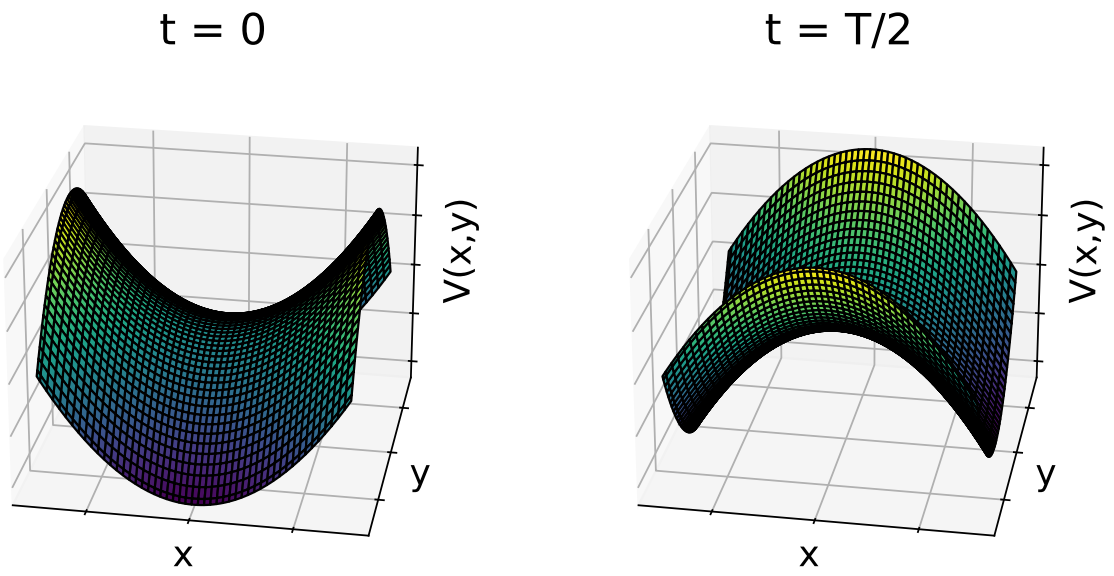

Figura 3: Potencial cuadrático formado en el centro de la trampa, con forma de silla de montar, para dos fases distintas.

Si se piensa a la partícula como una esfera colocada en la silla de montar, si la misma está quieta, la esfera caerá por los costados, pero si la silla de montar gira a una dada frecuencia, cuando la esfera está por caer, se encuentra con el potencial creciente que hace que en vez de abandonar la silla, simplemente rote en el centro del potencial. Si la frecuencia a la que rota la silla es muy rápida, la partícula saldría eyectada, en cambio si es demasiado lenta, la partícula caerá [57]. Existe un rango de velocidades de rotaciones del potencial, que mantendrán contenida dinámicamente a la partícula alrededor del centro de la trampa.

La estabilidad de la trampa se da cuando ante una combinación de parámetros, se puede entender que el potencial no está girando demasiado lento o rápido. La frecuencia de rotación es la utilizada en los electrodos RF, y la estabildiad estará atada a la altura de la silla de montar, que se corresponde con la amplitud de la señal RF y de la tensión DC, ya que como se vió en la ecuación 1, para una dada geometría, los parámetros libres que quedan son U_{dc}, U_{rf} y ω_{rf}.

El efecto de estos parámetros, puede ser evaluado con las ecuaciones 5, ya que en función de estos parámetros quedan establecidas las regiones (rangos de tensiones y frecuencias) en las que la trampa confina iones establemente. En particular se buscan valores de $a \ll 1$ y $0 < q < 0{,}9$, que son regiones estables y óptimas para el atrapado de iones [57].

Hay otra forma de calcular el parámetro de estabilidad q, dado por la siguiente ecuación [45]:

$$q = \frac{2}{\omega_{rf}}\sqrt{2\omega_u^2 + \omega_z^2} \tag{7}$$

Vemos que el parámetro depende de la frecuencia RF y de las frecuencias de confinamiento radiales y axial. Esto en principio implica que q depende de ω_{rf}, U_{rf} y U_{dc} (a partir de las ecuaciones 5), es decir de las tres variables que uno puede controlar (con la trampa ya finalizada), sin embargo en la práctica es más fácil dejar una frecuencia de RF fija (ver sección 3.4.1) y variar las tensiones de la trampa. De esta manera se puede obtener un gráfico, como el representado en la Figura 4, donde para una frecuencia de RF de 7.2 MHz, se ve el parámetro q para distintas tensiones. Es posible ver que la estabilidad depende fundamentalmente de la tensión RF y en menor medida de la tensión DC, esto se debe a que en los rangos de $0 < q < 0{,}9$, los posibles valores de a para estar en una región estable, son múltiples [57]. Las líneas punteadas verticales se corresponden con las tensiones de trabajo utilizadas, dentro de los rangos de estabilidad mencionados, para los isótopos de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ y $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$.

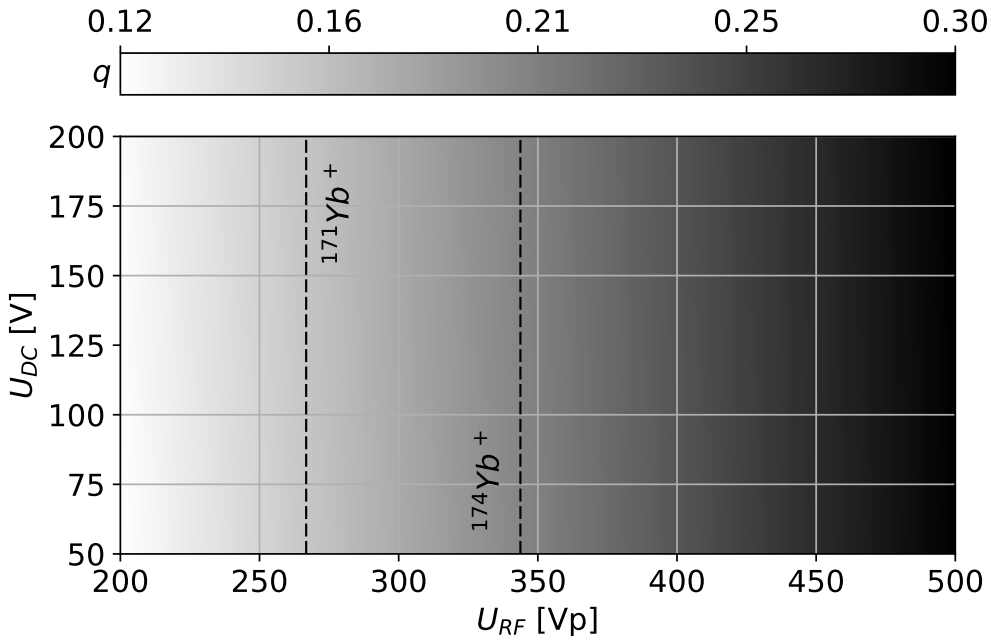

Figura 4: Parámetro de estabilidad q, para la trampa "Buenos Aires 2020" para una frecuencia de RF de 7.2 MHz. Las líneas punteadas verticales se corresponden con las tensiones de trabajo elegidas, para los isótopos de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ y $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, respectivamente.

2.3. DISTANCIA ENTRE IONES

La estructura de los cristales que se busca, se corresponde con una línea recta de iones, o cristal 1D lineal. Si todos lo iones están ubicados de esta manera, se emplazarán en el eje axial de la trampa, que idealmente es una región donde la micromoción es nula. Sin embargo, en una trampa de Paul real (de dimensiones finitas), pero idealmente construida, el campo eléctrico es nulo, únicamente en un punto especifico del centro de la geometría de la trampa. Es decir, que el lugar mínimo de la micromoción es únicamente en este punto. El resto de la región de atrapado tiene un campo eléctrico no nulo, que tampoco implica una cancelación de las fuerzas experimentadas por los iones. De esta forma, si se atrapa más de un ion en la trampa, es de esperar que la mayor parte del cristal va a ser viciada por la micromoción.

Otra consideración respecto a la cantidad de iones refiere a la estructura del cristal que se forma. La idea es obtener cristales lineales, sin embargo, el cristal cambia de forma si se ponen muchos iones cerca, debido al efecto del campo eléctrico axial. Con lo cual se pueden generar estructuras del tipo zigzag, alejando los iones del centro y alterando la temperatura de los mismos. Para evitarlo hay un número máximo de iones, que representan el límite de pasar del cristal lineal a los otros [80]:

$$\frac{\omega_u}{\omega_z} > 0{,}73N^{0{,}86} \tag{8}$$

En caso de que $N \gg 1$, el límite está dado por:

$$\frac{\omega_u}{\omega_z} > 0{,}77\frac{N}{\sqrt{\log N}} \tag{9}$$

Pudiendo evaluar cómo es el campo eléctrico en el centro de la trampa, se puede cuantificar que tan grandes pueden llegar a ser los cristales atrapados, experimentando una cantidad máxima de micromoción. Para el diseño propuesto, siempre partimos de la base de querer atrapar la mayor cantidad de iones, pero el campo eléctrico plantea un límite a los experimentos que se puedan realizar.

Por ejemplo, se puede ver la Figura 5 donde se presenta el campo eléctrico en el centro de la trampa, para tres geometrías de cuchillas diferentes. El campo eléctrico en la región central de la trampa, sigue una forma lineal, pasando por el cero únicamente en el centro de

la trampa. Las dimensiones de las tres trampas se pueden ver en la Tabla 1 y refieren a tres propuestas de trampa. La trampa finalmente desarrollada, es la que tiene las dimensiones de la trampa **a** y en la Figura 2 se puede ver a qué refiere cada una de las dimensiones mencionadas.

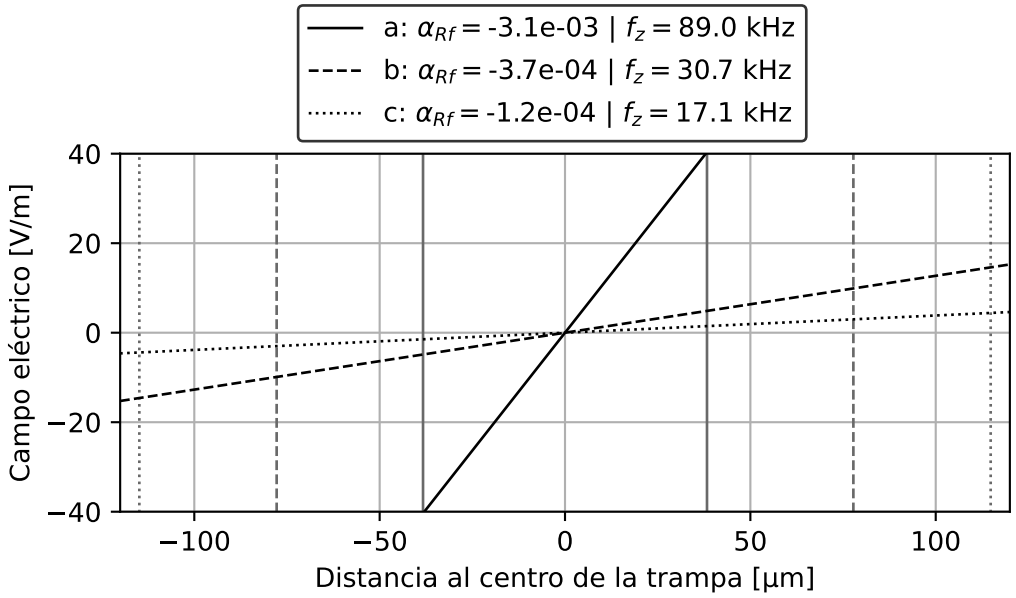

Figura 5: Campo eléctrico en el centro de la trampa, para tres versiones con dimensiones diferentes, que pueden ser vistas en la tabla 1. α_{rf} es el coeficiente obtenido para cada trampa y f_z es la frecuencia de confinamiento axial calculada para cada caso.

Tabla 1: Dimensiones de las tres trampas, cuyo campo eléctrico se muestra en la Figura 5.

Versión	Largo cuchillas [mm]	Apertura cuchillas [mm]	Separación electrodos DC [mm]
a	6	2	8
b	8	2	10
c	8	1.75	10

Para determinar que tan largas van a ser las cadenas que se pueden atrapar, se debe determinar cuál es el largo de un cristal de iones de Yb. Esta magnitud depende fundamentalmente de la separación entre iones.

La ecuación que relaciona los parámetros de cada trampa con la distancia mínima para una dada cantidad de iones es la siguiente [39]:

$$x_{min}(N) = \left(\frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m\omega_z}\right)^{1/3} \frac{2{,}018}{N^{0{,}559}} \tag{10}$$

donde Z es el grado de ionización, ϵ_0 es la permitividad del vacío y N es la cantidad de iones.

A mayor cantidad de iones se obtiene que la distancia media entre ellos disminuye. Esto se debe a que son cristales de Coulomb donde la fuerza repulsiva de los iones que se encuentran en los extremos, comprime la cadena en el centro [80].

2.4. ITERBIO

En esta sección se detallaran las características principales de los iones de Iterbio, en particular su distribución Isotopica y los diagramas de niveles de los isotopos pares ($^{174}\mathrm{Yb}^{+}$) e impares ($^{171}\mathrm{Yb}^{+}$).

2.4.1. Estructura de isotopos pares: $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$

En la Figura 6 se pueden ver los principales niveles del isótopo $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. No están contemplados todos los niveles, sino únicamente los que son relevantes para el desarrollo del trabajo efectuado.

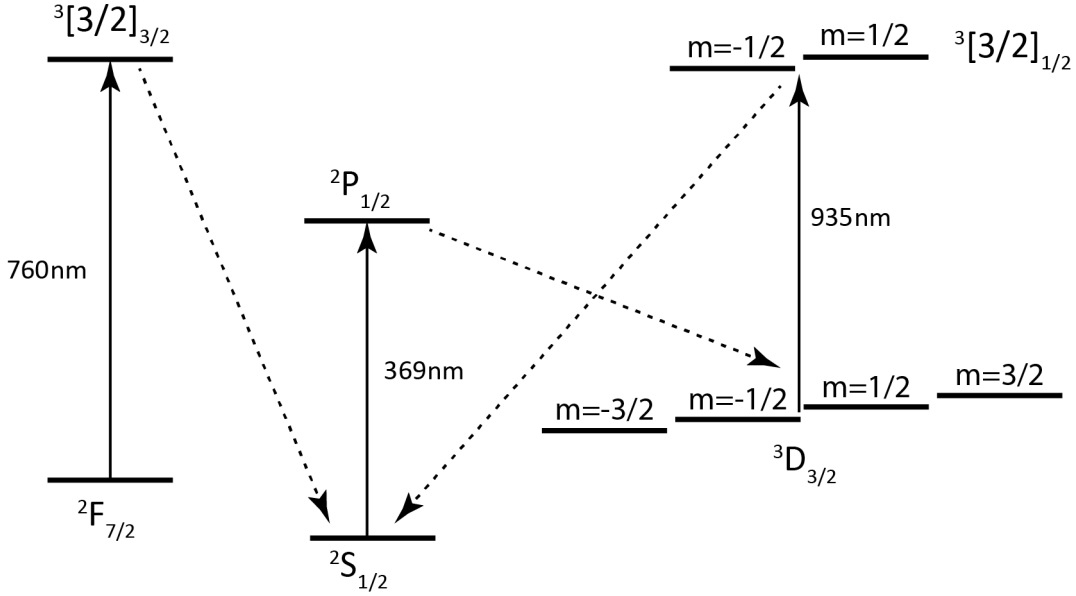

Figura 6: Diagrama de los principales niveles de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ utilizados.

La transición más relevante, en principio, es la de $^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}$ (tiempo de vida $\tau = 8{,}12$ ns), referenciada como $369{,}5$ nm que es la longitud de onda aproximada de esta

transición. La importancia de esta transición pasa por dos puntos principalmente, en primer lugar esta transición dipolar es la que se usa para ver a los iones, ya que se visualiza la emisión en esta longitud de onda y por otro lado, usando está transición se enfrían los iones confinados en la trampa. Es por esto que al láser de $369{,}5$ nm muchas veces será refrenciado como Doppler, debido a la técnica utilizada, este método se aborda con mas detalle en la sección 2.5.

En principio, con la transición ${}^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}$ debería ser suficiente para enfriar y ver a los iones, sin embargo el $0{,}5\,\%$ de las veces que el ion se encuentra en el estado ${}^2\mathrm{P}_{1/2}$, este va a decaer espontáneamente al nivel ${}^2\mathrm{D}_{3/2}$ con un tiempo de vida de $52{,}7$ ms. Esto implica que el ion se encuentra en un estado oscuro, ya que no se encuentra efectuando la transición que emite fotones en la longitud de onda monitoreada. Por lo tanto, durante el tiempo que el ion se encuentra en este estado, el mismo no fluoresce, ni se enfría. Por esto se incorpora el láser de 935 nm, llamado de rebombeo, debido a que excita la transición ${}^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^3[3/2]_{1/2}$ y este último nivel decae el $98{,}2\,\%$ de las veces al nivel ${}^2\mathrm{S}_{1/2}$. De esta forma, el conjunto de láseres 369 nm y 935 nm genera un ciclo cerrado de fluorescencia.

Una característica del nivel ${}^2\mathrm{D}_{3/2}$, es que el mismo tiene cuatro proyecciones de espín diferentes: $|\pm 1/2\rangle$ y $|\pm 3/2\rangle$. En cambio el nivel ${}^3[3/2]_{1/2}$, tiene únicamente las proyecciones $|\pm 1/2\rangle$, con lo cual el despobablado del nivel ${}^2\mathrm{D}_{3/2}$ va a depender de la polarización del haz de 935 nm, respecto a la orientación del espín. Esta orientación es definida utilizando un campo magnético constante y debido a la dependencia mencionada, se utiliza la transición ${}^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^3[3/2]_{1/2}$ para calibrar la orientación del campo magnético respecto al plano de propagación de los haces. Esta técnica se discute en la sección 3.4.7.

En la Figura 6 se puede ver otra transición representada como 760 nm, que es otro rebombeo del nivel ${}^2\mathrm{F}_{7/2} \rightarrow {}^1[3/2]_{3/2}$. El decaimiento al nivel ${}^2\mathrm{F}_{7/2}$ se da debido a colisiones que hay entre el gas de fondo en la cámara de vacio y los iones, que los llevan a este nivel [74, 30]. El tiempo de vida es de aproximadamente 5 años, y debido a esto, suele ser utilizada para estándares de frecuencia, utilizando la transición octupolar al mencionado nivel [70, 34, 48, 86]. Es de esperar que al tener un tiempo de vida tan largo, es definitivamente un estado oscuro del ion y por eso se utiliza el 760 nm para despoblarlo.

2.4.2. Estructura de isotopos impares: $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$

En la Figura 7 se presenta la estructura de niveles del isótopo $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$. Esta estructura de niveles en principio es similar a la discutida en la sección previa, referida a la estructura de isótopos pares, sin embargo hay una gran diferencia que es que debido a la imparidad, este isótopo presenta estructura hiperfina.

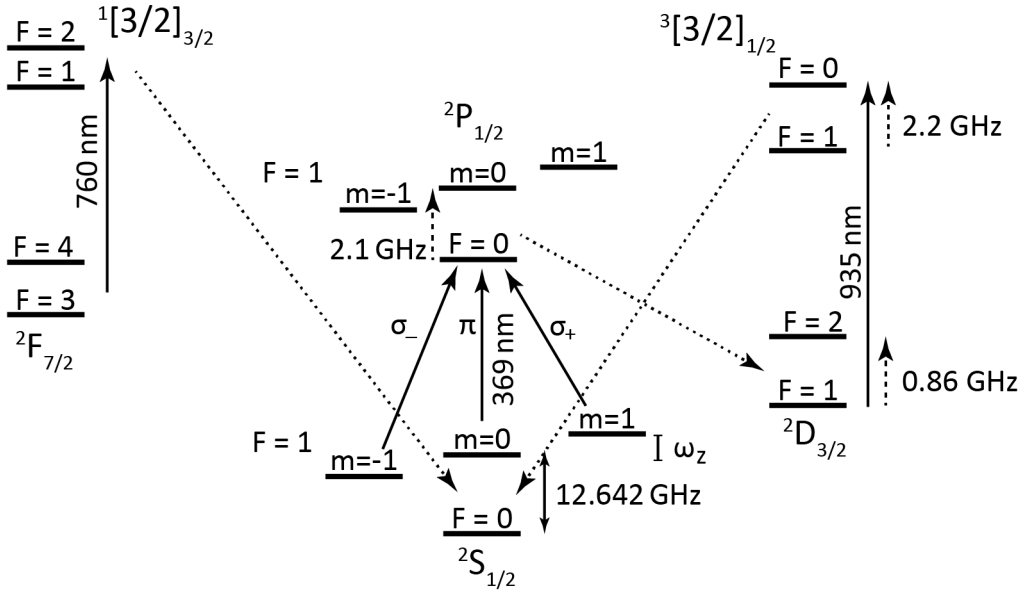

Figura 7: Diagrama de los principales niveles de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ utilizados.

La estructura hiperfina hace que este isótopo sea un candidato para ser utilizado en aplicaciones de metrología y computación cuántica [64, 25, 17, 45], sin embargo el aumento de la complejidad en el sistema de niveles hace que el procedimiento de enfriar y hacer fluorescecer el ion sea más complejo, debido al aumento de las variables a considerar. Las cuales, en este caso, refieren a las distintas transiciones que deben ser exitadas o conducidas, para poder trabajar con este isotopo en particular.

En primer lugar abordaremos la transición $^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$, la cual es excitada con una microonda de frecuencia de $12{,}6$ GHz y la frecuencia especifica utilizada dependerá de la magnitud del campo magnético. Esto se debe a que el nivel $|\mathrm{F}=1\rangle$ tiene en tres proyecciones del momento angular total $m=-1;0;1$, debido al efecto Zeeman impuesto por el campo magnético del eje de cuantización [18]. La separación espectral de cada uno de ellos es de $1{,}4$ MHz/G, con lo cual midiendo el espectro de la transición se puede determinar la magnitud del campo magnético que se encuentra en la región de los iones. La diferencia entre niveles $^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$ puede ser utilizada como un

reloj atómico y también puede ser usada como un qubit, ya que la separación no depende, a primer orden, de campos externos.

Otras transiciones de interés son $^2\mathrm{D}_{3/2}|\mathrm{F}=1\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{D}_{3/2}|\mathrm{F}=2\rangle$ y $^3[3/2]_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle \rightarrow {}^3[3/2]_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, las cuales son utilizadas para permitir un re-bombeo, al igual que lo discutido para la estructura de $^{174}\mathrm{Yb}^+$. En la sección 4.4.2, se discutirá como se utilizan estos niveles para preparar estados específicos de los iones de $^{171}\mathrm{Yb}^+$.

Como se mencionó previamente la detección de los iones se hace monitoreando la transición $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, sin embargo la estructura hiperfina implica la existencia del nivel $^2\mathrm{P}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$ que puede ser excitado de manera no resonante [1, 53]. Este nivel es de sumo interés, ya que tiende a decaer al nivel $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, lo cual perjudica la fluoresencia de los iones en caso de que la microonda se encuentre apagada. Esto es un problema debido a que influye en la fidelidad de la detección de estados preparados, y la probabilidad, por fotón emitido, de efectuar la transición de manera no resonante está dada por la siguiente ecuación:

$$p_{off} = \mathrm{M}[1 + \mathrm{s} + \left(\frac{2\delta}{\gamma}\right)^2] \left(\frac{\gamma}{2\Delta}\right)^2 \tag{11}$$

donde M es la relación de ramificación (*branching ratio*), s es el parametro de saturación laser-ion, δ es la desintonización entre la frecuencia del láser y la transición, γ es el ancho de línea del decaimiento y Δ es la frecuencia correspondiente a la transición $^2\mathrm{P}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$. Se pueden tomar los valores de $\mathrm{M}=2/9$, $\mathrm{s}=0$, $\delta=0$, $\gamma=19{,}6\,\mathrm{MHz}$ y $\Delta=2{,}1\,\mathrm{GHz}$, que son los valores correspondientes al $^{171}\mathrm{Yb}^+$ y en condiciones ideales de medición, el láser perfectamente sintonizado y con poca intensidad. Con estos parámetros se obtiene que la probabilidad de que un estado brillante, se convierta en uno oscuro es de $4{,}83 \times 10^{-06}$ por cada fotón emitido. Es decir, que en condiciones ideales se tiene una probabilidad no nula de afectar la detección (o preparación) de un estado, si tomamos en cuenta que se emiten millones de fotones por segundo al exitar un ciclo cerrado de fluoresencia, el efecto es aún mas significativo. Esto será discutido nuevamente en la sección de preparación de estados y su detección.

Otra característica a destacar de la transición $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, es que debido a que el nivel $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$ tiene tres proyecciones diferentes totales, la excitación al nivel $^2\mathrm{P}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$ ocurre para cada proyección, con una polarización diferente. Esto se ilustra en la Figura 7, y la principal consecuencia de este fenómeno es que si se excita la

transición con las tres polaridades presentes, se da un proceso de atrapado coherente de población (CPT), que implica que el ion se queda en un estado *virtual* oscuro. La probabilidad de excitar a este estado oscuro depende de la potencia del láser, con lo cuál se da que en este isótopo la fluoresencia no satura en función de la potencia del láser, sino que a potencias altas el ion disminuye drásticamente su fluorescencia [19, 18].

2.5. ENFRIADO DOPPLER

Los iones que son atrapados o confinados en la trampa electrodinámica deben ser enfriados, para que los mismos se mantengan en la trampa y a su vez, se formen cristales, ya que de estar muy *calientes* se obtiene una nube en vez de un arreglo cristalino.

La temperatura de los iones se reduce, utilizando una técnica que consiste en el enfriado utilizando láseres. Se tiene un ion que se mueve a una velocidad uniforme ν, que interactúa con haz de un láser (de frente de onda plano) de una frecuencia ω_l y un vector de onda k_l, cuya dirección es opuesta a ν. La interacción entre el láser y el ion, es resonante de manera tal que el láser excita la transición entre dos niveles del ion. Con lo cual, el ion, absorbe un photon del láser y emite otro en una dirección arbitraria.

Si la frecuencia del láser se encuentra desintonizada hacia el rojo (menor frecuencia respecto de la transición), el ion absorbe un fotón cuando se encuentra desplazándose en una dirección opuesta a k_l debido al efecto Doppler. En la absorción, el ion recibe el momento del fotón y por lo tanto es ralentizado. El ion luego emite un fotón, pero lo hace en una dirección arbitraria, y lo que termina sucediendo es que la velocidad del ion se ve disminuida al promediar múltiples sucesos de absorción y emisión, reduciendo efectivamente la temperatura de la partícula. La trampa tiene tres direcciones principales de movimiento, y es importante que el ángulo del láser de enfriado, tenga una proyección no nula sobre estos ejes. De esta manera, se puede disminuir la temperatura en las direcciones de movimiento principales de la trampa usando un solo láser [90, 20].

La desintonización óptima entre el láser y la transición está dada por la siguiente ecuación [57]

$$\delta_{min} = \frac{\gamma}{2}\sqrt{1+S} \tag{12}$$

donde γ es el ancho de línea de la transición y S es el parámetro de saturación de la misma.

Es decir, que para potencias bajas que determinan un $S \approx 0$, el punto óptimo de enfriado de un ion es con el láser desintonizado a la mitad del ancho de línea de la transición utilizada para enfriar.

En nuestro caso, se utiliza la transición dipolar $^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}$ (369 nm), cuyo ancho de línea es de $19{,}6$ MHz. Con lo cuál un desintonizado al rojo de 10 MHz, es un punto que va a permitir un enfriado lo más rápido posible, siempre y cuando la potencia del láser no este saturando la transición.

Lo mencionado previamente es válido para un ion que se encuentra en un régimen de Lamb-Dicke, que es cuando el ion se encuentra confinado en una región más pequeña que la longitud de onda del láser. Esto que implica que el acoplamiento a los niveles vibracionales es muy débil, con lo cual las bandas laterales de la transición -dadas por este acoplamiento- tienen una amplitud demasiado pequeña como para poder ser resueltas. Esto permite que se pueda resolver la transición natural y maximizar el tiempo de interacción del láser con el ion, condición necesaria para el procedimiento de enfriado Doppler [48].

Por otro lado, hasta ahora se menciona que la partícula enfriada es un único ion, pero esto es aplicable a varios iones confinados en conjunto y a su vez, al haber más se un ion se da el mecánismo de enfriado por empatía. Donde el resto de los iones de un cristal disminuye la temperatura al acoplarse a los modos de uno de los iones que es enfriado [20].

2.6. OSCILACIONES DE RABI

Para evaluar este fenómeno físico, partimos de un sistema de dos niveles, el cual esta embebido dentro de un campo electromagnético externo. Este campo estimula la transición entre los dos niveles, conduciendo la transición de un nivel de menor energía ($|g\rangle$) a uno de mayor energía ($|e\rangle$) y viceversa. De esta forma, el sistema va a tener una determinada probabilidad de encontrarse en el estado excitado, dado por [65]:

$$P(|e\rangle) = \frac{1}{1 + \frac{\Delta^2}{4\Omega^2}} \sin^2(\Omega' t) \tag{13}$$

donde Δ es la desintonización de la frecuencia del campo respecto a la transición entre los dos niveles, Ω es la frecuencia de Rabi y $\Omega' = \sqrt{\Delta^2/4 + \Omega^2}$.

Si se lo visualiza en términos de un sistema oscilante, la amplitud está dada por la mencionada probabilidad y la frecuencia del mismo es Ω. Esta frecuencia depende de las carac-

terísticas del acople entre el campo electromagnético (dado por su amplitud) y el momento dipolar de la transición entre ambos niveles.

En términos de los experimentos llevados a cabo, la transición dipolar magnética utilizada es $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$ y el campo electromagnético es la microonda de $12{,}64$ GHz. En particular el campo se sintoniza ($\delta = 0$) para conducir la transición al $\mathrm{m}=0$ del nivel de mayor energía.

La frecuencia de Rabi es variada modificando la amplitud de la microonda y la medición radica fundamentalmente en variar el tiempo de interacción entre el campo y los iones de $^{171}\mathrm{Yb}^+$. De esta manera se obtiene $P(|e\rangle)$ en función del tiempo y la oscilación se ve como la representada en la simulación de la Figura 8. Evaluando la simulación con el campo sintonizado a la transición ($\delta = 0$), vemos que la la probabilidad oscila en ser nula y uno, es decir que que para un tiempo especifico de exposición al campo, se puede definir en que estado se van a encontrar los iones y permite preparar un estado específico del ion. Por otro lado, en los casos en que la frecuencia del campo no se encuentra sintonizado, se aprecia que la amplitud de la oscilación baja (ya la probabilidad de estar en el excitado no es uno) y la frecuencia efectiva de la oscilación (Ω') aumenta a medida que se incrementa la magnitud de la desintonía.

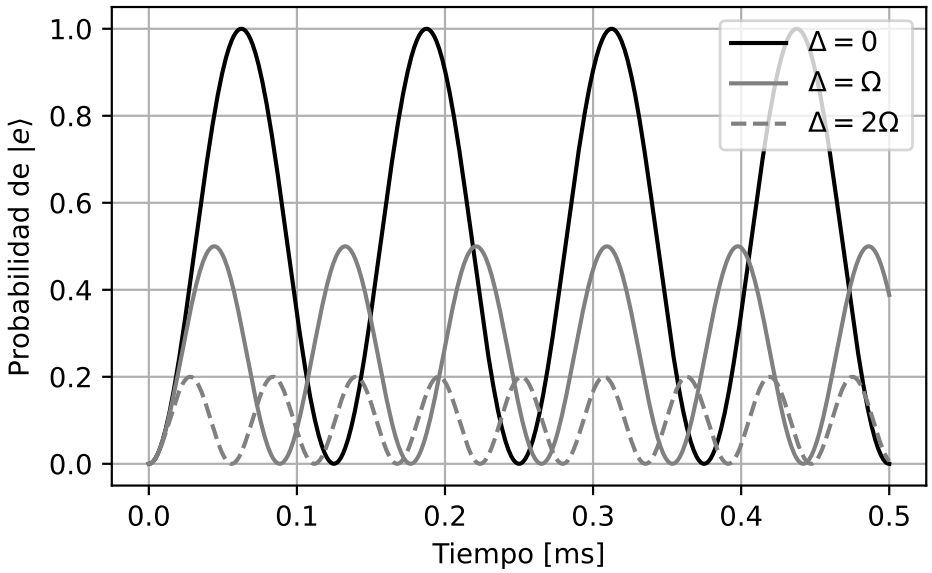

Figura 8: Oscilaciones de Rabi de un sistema de dos niveles, para distintas desintonías entre las frecuencias del campo externo y la transición. $\Omega = 8$ kHz es la frecuencia de Rabi usada en esta simulación.

Esta medición es una caracterización fundamental del sistema, ya que justamente permite evaluar la capacidad de la trampa (y de todos los sistemas auxiliares a la misma), de llevar

a cabo operaciones coherentes. Debido a que lograr caracterizar la posibilidad de preparar estados definidos del nivel $^2\mathrm{S}_{1/2}$ del $^{171}\mathrm{Yb}^+$.

2.6.1. Espectros de Rabi

El espectro de Rabi se obtiene si en vez de modificar el tiempo de exposición a la microonda, se modifica la frecuencia de la misma. Es decir, que se varía el parámetro δ (en la ecuación 13), esta es una medición extremadamente útil, para poder caracterizar la resonancia del sistema que se busca conducir. Esto se debe a que viendo la ecuación 13, se puede observar que la misma es simétrica respecto a la desintonía (δ).

Por lo tanto, si se lleva a cabo un barrido de la frecuencia de la microonda, con un tiempo de exposición fijo y una amplitud constante, se puede sacar exactamente la frecuencia de resonancia al evaluar la simetría del espectro obtenido. La resonancia se dará en este punto del espectro. La amplitud que va a tener, depende exclusivamente del tiempo de exposición, ya que si coincide con $\frac{n\pi}{2\Omega}$ (siendo n un número entero), la probabilidad de estar en $|e\rangle$ es máxima en el centro del espectro. Por el contrario, será mínimo si el tiempo de exposición coincide con un múltiplo entero de $\frac{\pi}{\Omega}$.

En la Figura 9, se presentan dos espectros simulados para los dos casos extremos mencionados, donde el tiempo de exposición coincide con el máximo o mínimo de probabilidad. La desintonía expresada es respecto a la frecuencia de Rabi, que en este caso es de 8 kHz. Vemos que ambos espectros son simétricos, respecto al eje central, que caracteriza la sintonización perfecta. En el caso de la curva gris, vemos que los lobulos laterales no alcanzan la amplitud máxima, debido a que la misma depende de la desintonía como fue expresado en la ecuación 13.

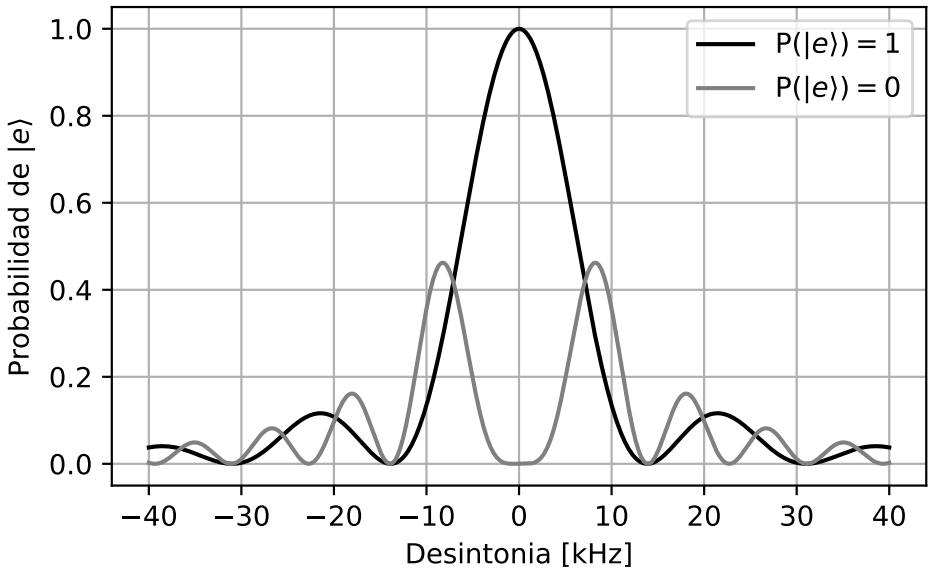

Figura 9: Espectros de Rabi para un sistema de dos niveles, para dos tiempos de exposición distintos, donde es espectro representado en color negro es para el caso $P(|e\rangle) = 1$ y el caso descrito por la línea gris, $P(|e\rangle) = 0$.

3. DISEÑO Y ARMADO

La segunda parte que desarrollaremos a continuación parte del diseño y simulación de los electrodos de la trampa y luego se aborda el diseño del resto de su estructura, tomando en cuentas las consideraciones realizadas para su concepción y ensamblaje finales. Se presentan a su vez el resto de los componentes requeridos en una trampa de iones, como ser: hornos, cámara de vacío, campos eléctricos y magnéticos, fuentes de ondas electromagnéticas (microondas y láseres), y los sistemas de detección y de control utilizado para sincronizar todos estos elementos.

3.1. DISEÑO Y SIMULACIÓN

En esta sección abordaremos las principales consideraciones para el diseño 3D de los electrodos de la trampa, su simulación y el proceso iterativo para optimizar su desempeño en función de los requerimientos de los experimentos que se piensan llevar a cabo. Se mostrará paso a paso como obtener los parámetros que surgen de la geometría y permiten obtener el potencial efectivo en el centro de la trampa, que es el parámetro fundamental que buscamos optimizar, efectuando relaciones de compromiso para que la trampa sea robusta, de baja capacidad eléctrica, con amplio acceso óptico, mínima micromoción y frecuencias de confinamiento razonables.

El diseño parte de la trampa diseñada por el grupo *Hybrid atom-ion Quantum Systems* de la Universidad de Amsterdam [22], que diseñaron e implementaron una trampa lineal de cuchillas, la cual tenía una gran capacidad entre los electrodos RF. Esto puede ser un problema para el sistema que eleva la tensión antes de la trampa (ver sección 3.4.1).

A partir de este modelo, se propuso hacer un rediseño entero de la trampa, optimizándola y en particular con la búsqueda de minimizar la capacidad y disminuir la micromoción que experimentan los cristales de iones en una trampa dinámica. Cabe destacar que una de las características de este tipo de trampa, es el gran acceso óptico (tanto como para la incidencia de los láseres, como para la colección de fluoresencia) que permiten y para mantener esta ventaja se opta por no reducir la separación entre las cuchillas, más allá de $1{,}75$ mm en el diseño, pero la separación final fue de 2 mm.

El procedimiento comienza con hacer un diseño de las cuchillas y endcaps, como el presentado en la Figura 10, cuyas dimensiones se ven en la tabla 1. Donde se presentan tres

posibilidades de dimensiones diferentes, dentro de la cantidad total de combinaciones evaluadas (32), pero se presentan estas al ser resultados representativos de trampas funcionales.

En la sección de teória se presenta la trampa de Paul hecha de varillas y se ve que las opuestas se colocan al mismo potencial. En este caso las cuchillas equipotenciales, se consiguen al conectarlas en una configuración de *tenedor* de dos dientes. Los dos *tenedores* encastran de manera tal, que cada par de cuchillas queda perpendicular al otro. El encastre no es directo entre los electrodos (habría un cortocircuito en la RF), sino que se utilizan esferas aislantes, mas detalles de las mismas y sus características se ven en la sección 3.3.

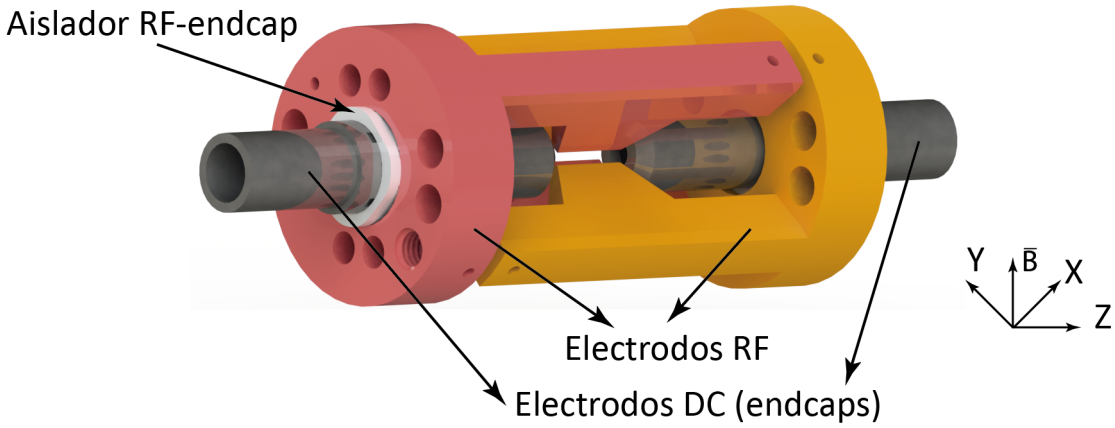

Figura 10: Modelo base de la trampa lineal de cuchillas, en colores se ven ambos pares de electrodos, en forma de tenedor y en gris están los dos endcaps. El aislador entre los electrodos RF y el endcap, no es incluido en la simulación.

Luego se prosigue a insertar este modelo en un software de simulación de elementos finitos, para obtener el campo eléctrico (o el potencial) resultante en el centro de la trampa, se debe rodear a toda la geometría estudiada con *vacío*. Es decir, que se debe crear un cilindro por ejemplo, que englobe a toda la trampa que va a ser el medio en el cual se van a obtener los resultados de la simulación. El software de simulación con elementos finitos reemplaza las superficies del modelo por triángulos (mallado). La resolución de la simulación depende del tamaño de estos elementos, cuanto más pequeños mejor será la resolución, pero se incrementa el tiempo de simulación, ya que aumentan la cantidad de puntos a evaluar.

Para mejorar la eficiencia de este proceso, se requiere que cerca del centro de las cuchillas se tenga un mallado más fino, mientras que en los extremos se pueden tener elementos de mayor tamaño. El mallado automático fue configurado para que tome en cuenta este requerimiento, lo que permitió mejorar la resolución únicamente en el área de interés. Un

ejemplo de la pieza mallada se puede ver en la Figura 11.

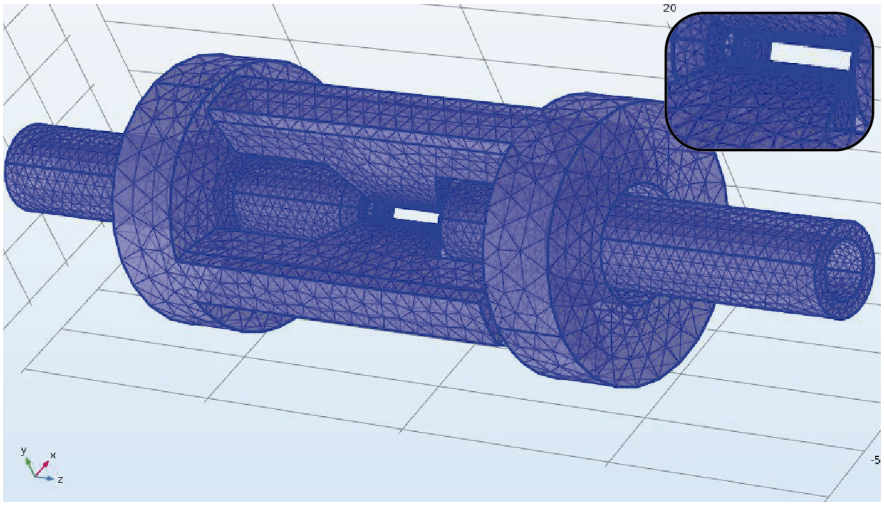

Figura 11: Mallado de la trampa lineal de cuchillas para llevar a cabo la simulación. Notese el aumento de la cantidad de triángulos en la región del borde de las cuchillas.

Las simulaciones que se llevan a cabo son fundamentalmente de electroestática, no se simula el comportamiento dinámico real, sino que se utilizan potenciales continuos para la simulación. Las simulaciones se separan en dos instancias, en primer lugar se tiene la dinámica, que se corresponde con las tensiones de radiofrecuencia impuestas en las cuchillas. En segunda instancia, se evalúa la parte estática asociada a la tensión continua aplicada en los endcaps. Los efectos debidos a cada instancia se pueden separar y evaluar independientemente, debido a que por el principio de superposición, el efecto en el potencial final es la suma de cada componente. De hecho, esto se ve en la ecuación 1, donde el aporte de cada parte rf y DC se ve claramente separado en sus componentes z-y-x, a través de los respectivos coeficientes α, β y γ.

Para obtener el componente dinámico (rf) se impone en un par cuchillas 1 V y en el opuesto y los endcaps 0 V. De esta simulación, se obtiene el campo eléctrico en todo el espacio debido a la radiofrecuencia. De manera análoga se obtiene la parte estática (DC), pero en este caso todas las cuchillas están a 0 V y ambos endcaps con un potencial de 1 V.

Luego de cada simulación, se extraen los potenciales eléctricos a lo largo de cada eje principal, donde un par de cuchillas se corresponden con el eje x, el par opuesto caracteriza el eje y, y el eje axial de la trampa se corresponde con las coordenadas z. En la Figura 11, se ven representados las direcciones mencionadas.

El resultado son valores discretos, cuya distancia depende de la cantidad de elementos

que había (densidad del mallado) al rededor del área simulada. Con estos puntos se puede obtener un valor aproximado, que para mejorarlo se hace un ajuste con una función cuadrática en *Python*. En la Figura 12, se puede ver el potencial a lo largo del eje z (axial), en círculos se observa el resultado de la simulación y la línea continua representa el ajuste realizado. De este ajuste, se obtiene el coeficiente $\alpha_{rf} = -0{,}0036\ \mathrm{mm}^{-2}$ correspondiente con el multiplicador del factor cuadrático. Cada eje evaluado otorga una curva similar y de esta manera se obtienen todos los coeficientes que caracterizan el potencial en el centro de la trampa.

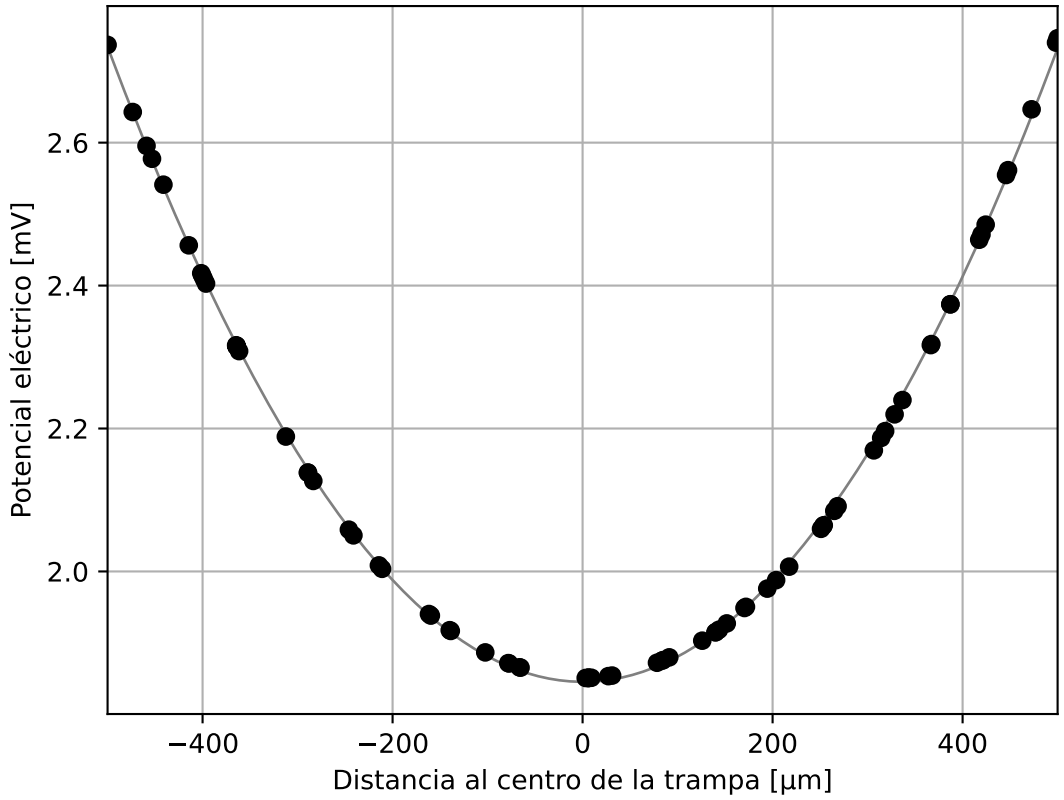

Figura 12: Potencial a lo largo del eje z (axial), resultante de imponer 1 V en un par de las cuchillas (0 V en el resto de los electrodos) en el software de simulación (puntos) y el ajuste a una función cuadrática hecho en *Python*. En este caso se obtuvo un $\alpha_{rf} = -0{,}0036\ \mathrm{mm}^{-2}$

3.1.1. Optimización

El primer objetivo de la trampa es el de obtener un $\alpha_{rf} \approx 0$, debido a que como se ve en la sección 2.1, esta es una condición asociada a una trampa lineal ideal, en cuyo eje axial se anula la micromoción. Debido a que esto es una condición ideal, la realidad impone que no se puede cancelar del todo este coeficiente.

Es por esto que se prueban distintas condiciones para llevar a cabo un estudio del efecto

del largo de los electrodos y la distancia entre los endcaps, en el coeficiente α_{rf}. Se obtiene lo representado en la Figura 13, donde vemos el α_{rf} resultante en función del largo de los electrodos RF y la distancia entre los endcaps. Exceptuando por los puntos demarcados con una cruz roja, la distancia de los endcaps es siempre 2 mm mayor al largo de los electrodos, debido a que se estableció una distancia de 1 mm entre cada uno y las cuchillas, esto es para evitar arcos eléctricos en caso de que se utilicen potenciales altos.

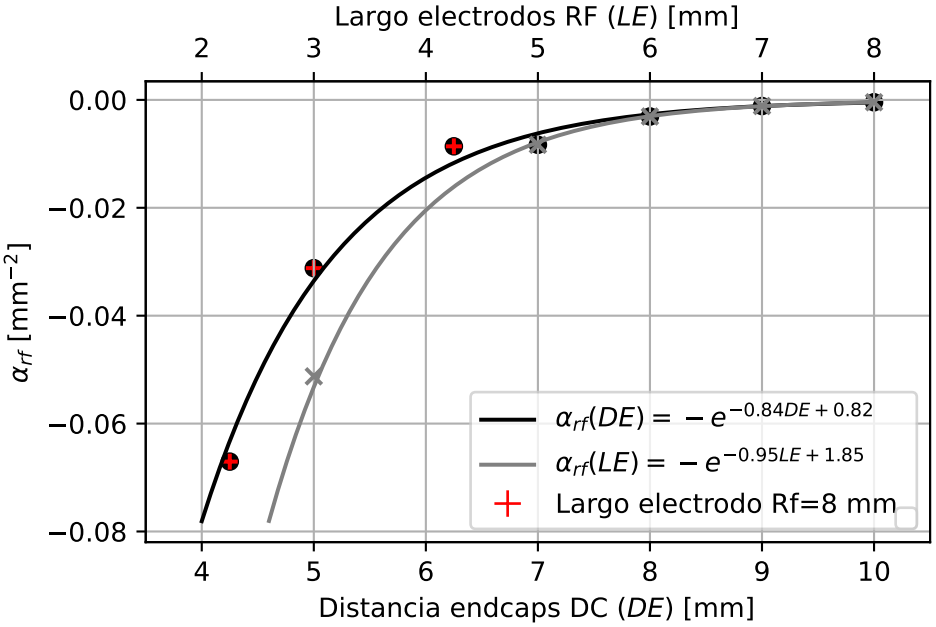

Figura 13: Coeficiente α_{rf} en función del largo de los electrodos y la distancia de los endcaps. Con cruces grises se indican los resultados de las simulaciones en el caso que se varía la distancia entre los endcaps al mismo tiempo que se achica el largo de las cuchillas. Los puntos con cruces rojas, se corresponden con simulaciones donde el endcap, entra dentro del espacio de las cuchillas, pero se mantiene el largo de las mismas en 8 mm. Se presentan ajustes en negro y gris, para ambas condiciones.

En la Figura 13 se observa que la mejor condición, respecto del α_{rf} es para el mayor largo de los electrodos evaluado. Esto se condice con que la eliminación total del coeficiente α_{rf}, implica un largo de electrodos infinito. Esta condición perjudica la frecuencia de confinamiento axial, ya que al alejar los endcaps, es necesario aumentar el potencial DC impuesto en los mismos (ecuación 4) para mantener una dada frecuencia. Para evitar utilizar potenciales demasiado altos, se simularon tres diseños en los que los endcaps se meten dentro del espacio de las cuchilas. Estos son los puntos que están acompañados con una cruz roja, donde el largo de los electrodos RF era de 8 mm, pero es posible ver que el α_{rf} empeora drásticamente, con lo cual se ve que este coeficiente se ve fuertemente influenciado por la distancia entre endcaps que supera el beneficio de electrodos RF largos. Finalmente se optó

por una relación de compromiso y se definió un largo de electrodos de 6 mm, que implica una separación de los endcaps de 8 mm.

Las frecuencias de confinamiento también pueden ser evaluadas, en base a las ecuaciones 4 y 3, para distintas configuraciones de amplitudes (U_{rf}), frecuencia (f_{rf}) y tensiones DC en los endcaps (U_{dc}). De las ecuación 4, 3 y 5 se ve que las frecuencias de confinamiento radiales dependen del cuadrado de q_u y linealmente de a_u, esto determina que las frecuencias radiales de confinamiento varían muy poco con el potencial impuesto en los endcaps (U_{dc}) y dependen fundamentalmente de los parámetros de la trampa y del potencial impuesto en los electrodos RF U_{rf}.

En la Figura 14, se representan las frecuencias radiales (ejes x e y) en función de la amplitud y de la frecuencia RF. Se puede notar que ambos gráficos son similares, pero no iguales. Esto se debe a que $\alpha_{rf} \neq 0$ y por lo tanto $\beta_{rf} \neq -\gamma_{rf}$. Dando lugar a que el potencial en el centro de la trampa, no es simétrico. Cabe destacar que la región de frecuencias RF simuladas se acotó al rango de $7{,}0$ a $7{,}3$ MHz, debido a que se corresponde con el rango de frecuencias que se obtiene sobre las cuchillas, para más detalles ver sección 3.4.1.

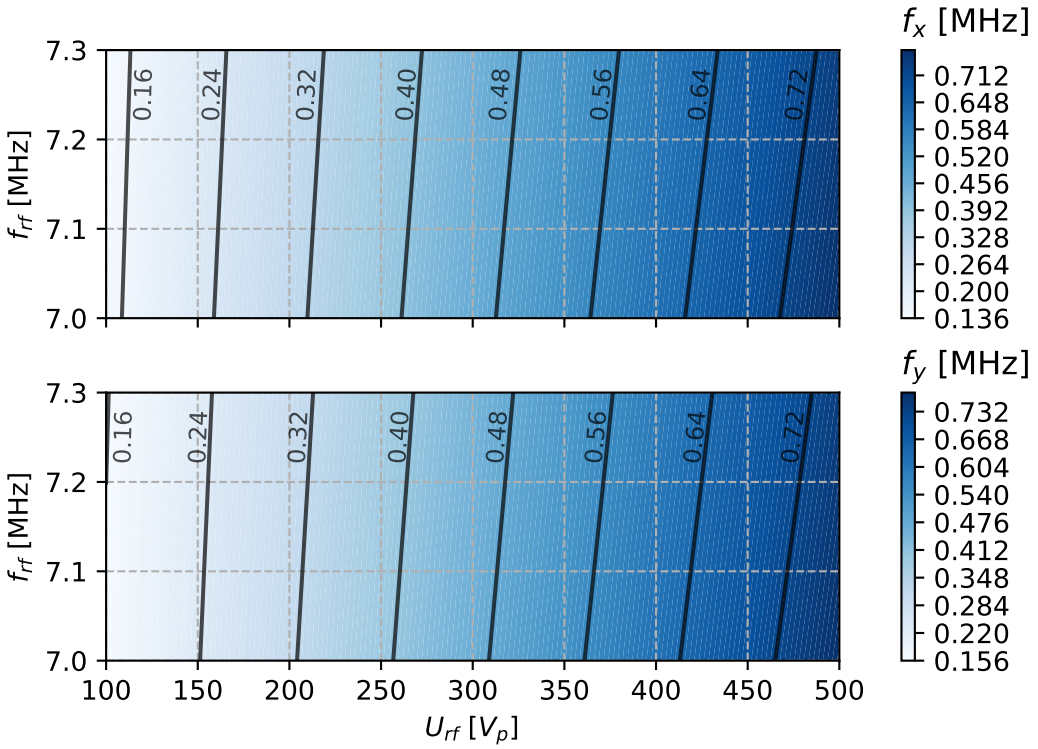

Figura 14: Frecuencias de confinamiento radiales en función de la frecuencia de drive f_{rf} y la tensión en los endcaps U_{rf}, para una tensión de $U_{dc} = 110\,\mathrm{V}$. Las curvas negras representan contornos donde se obtiene la frecuencia especificada en MHz.

Respecto a la frecuencia axial, en la figura 15, se puede ver el resultado de la simulación para tres trampas distintas, cuyas dimensiones se ven en la tabla 1. Se puede ver que el α_{dc} es inversamente proporcional a la distancia de los endcaps, la cual está dada fundamentalmente por el largo de los eléctrodos RF, ya que se busca que haya una separación de 1 mm entre los electrodos RF y DC. Como se mencionó previamente, un mayor largo de electrodos disminuye los coeficientes α_{rf}, lo que conlleva una menor micromoción, pero a su vez implica una menor frecuencia de confinamiento axial.

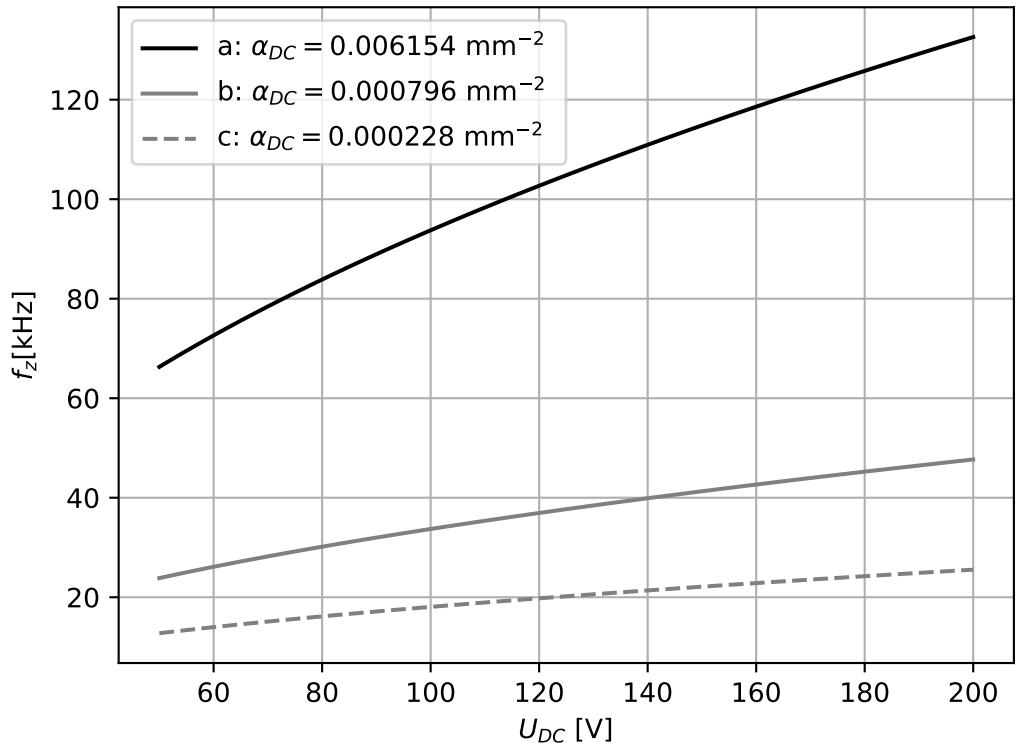

Figura 15: Frecuencias axiales en función de la tensión en los endcaps U_{dc}, para la simulación de tres trampas diferentes, cuyas dimensiones están descritas en la tabla 1.

La optimización de la trampa terminó definiendo que la separación entre los endcaps será de 8 mm, para un largo de electrodos RF de 6 mm. Ya que introducir los endcaps dentro de las cuchillas, no trae ningún beneficio y se optó por buscar una frecuencia de confinamiento axial del orden de 100 kHz para una tensión de endcaps de 100 V. Si bien, los potenciales que se podrían utilizar son mayores, optamos por este punto de partida que se encuentra dentro los margenes de tensiones manejables y fácilmente tolerables por los componentes eléctricos que serán utilizados, en particular los capacitores, de esto se hablará posteriormente.

La frecuencia final de trabajo termina siendo definida por la capacidad total de la trampa

y el resonador, en la sección 3.4.1 se darán más detalles. Pero es importante considerar que la frecuencia de trabajo final es de unos $7{,}2$ MHz y una amplitud de $350\ \mathrm{V_p}$. Si nos referimos a la parte de estabilidad discutida en la sección 2.2, vemos que se obtiene un $q \approx 0{,}2$ para los parámetros ya mencionados, que es un valor que demostró ser válido para el atrapado estable.

El proceso de optimización no abordó la separación de los electrodos RF, ya que esta distancia fue definida en que quede de 2 mm, debido a que presenta una aceptable relación de compromiso entre los potenciales necesarios en los electrodos, el coeficiente α_{rf} obtenido y una sección de paso óptico de $1{,}4$ mm, dada por la mínima separación entre las cuchillas aledañas.

3.2. ESTRUCTURA Y COMPONENTES

En la sección anterior, se llega a obtener un diseño optimizado de las cuchillas y endcaps. Donde se obtienen las dimensiones finales y distancias de los electrodos RF y DC, sin embargo la trampa requiere de una estructura que brinde un soporte mecánico de la misma. Este debe ser robusto, y no permitir oscilaciones mecánicas, contar con un acceso óptico para los láseres y acceder a la colección de luz proveniente de los iones. En esta sección se abordará el diseño de la estructura, haciendo hincapié en la reducción de la capacidad parásita que presenta. También se dará un procedimiento paso a paso para el armado de la trampa.

Cabe destacar que una trampa de iones no es únicamente los electrodos que la componen, sino que requiere componentes adicionales como ser hornos, que contienen las especies que van a ser atrapadas, por otro lado la operación se lleva dentro de una cámara de vacío con lo cual se requiere un procedimiento de limpieza y bombeo que será descrito en detalle, y a su vez se presentarán las conexiones eléctricas necesarias para imponer las tensiones en los electrodos RF y DC.

3.2.1. Capacidad trampa

Minimizar la capacidad parásita de la trampa es una necesidad, debido al efecto de la carga reactiva en el resonador utilizado como elevador de tensión RF. Una mayor capacidad implica que el resonador será menos eficiente para rechazar el ruido y a su vez, requerirá una mayor tensión a su entrada para obtener el nivel de tensión necesario a la salida, más detalles se dan en la sección 3.4.1.

La capacidad se da cuando entre dos conductores eléctricos, a potenciales diferentes, se encuentra un dieléctrico (como puede ser el vacío o un material aislante). Esta configuración genera el efecto de almacenar cargas eléctricas, lo que le da un comportamiento reactivo. Dentro de la geometría utilizada en el diseño de las distintas partes de la trampa, la capacidad puede aproximarse a la que se encuentra entre placas paralelas en algunos casos y la de conductores concéntricos en otros. Las ecuaciones que permiten obtener las capacidades de estas geometrías son dadas a continuación:

$$C_{\text{paralelo}} = \frac{\epsilon A}{d} \tag{14}$$

$$C_{\text{concéntricos}} = \frac{2\pi\epsilon l}{\ln(R_2/R_1)} \tag{15}$$

donde ϵ es la permitividad del material dieléctrico, A es el área de las placas, d es la distancia entre las placas; l es el largo de los conductores, R_2 y R_1 son los radios de los conductores externo e interno, respectivamente. Es posible ver que en ambos casos, se puede reducir la capacidad cambiando el material dieléctrico por uno de menor ϵ, reduciendo la superficie de las placas o aumentando la separación entre las mismas.

Utilizando las tres estrategias antes mencionadas se pudo reducir la capacidad evaluada, para que termine en un valor de $\approx 40\ \mathrm{pF}$ correspondiente a la capacidad entre los electrodos RF. Antes del proceso de optimización, la capacidad total fue calculada en el orden de las centenas de pico-faradios. En la tabla 2, se ven los principales aportes de cada uno de los elementos de la trampa, tanto los cálculos referidos a la trampa de Amsterdam, como la optimizada (Buenos Aires) y la medición de la capacidad final. Esta tabla es modo de introducción a diferentes elementos que todavía no fueron introducidos, pero serán discutidos con mayor detalle en las próximas secciones. Cabe destacar que la información que no se encuentra reportada, es por que no se disponía de la información para llevar a cabo el cálculo o la medición no era factible de ser realizada, debido a que la trampa ya se encontraba montada dentro de la cámara de vacío.

Trampa	Endcaps	Compensación	Soportes	Electrodos RF	Hornos	Total
Amsterdam	16,6	192,9	9,17	1,16	-	210,66
Buenos Aires	5,2	12,5	19,9	1,16	-	38,76
Medida	8,17	15,09	-	5,4	0,83	29,49

Tabla 2: Capacitancias [pF] entre un electrodo RF y cada uno de los elementos más relevantes. Los datos presentados fueron calculados en base al diseño original (Amsterdam) y el optimizado (Buenos Aires), y medidas utilizando un puente RLC a una frecuencia de 1 MHz, con la trampa ya montada en la cámara de vacío. Los números no reportados es que no se disponía de la información necesaria para realizar el cálculo o la medición no era accesible para ser realizada.

En la Figura 16 se puede ver un corte de la trampa, visto desde una perspectiva superior. Se encuentran demarcados los distintos aisladores que aportan capacidad: aislador del endcap, anillo aislante, esferas y las abrazaderas. A su vez, se debe agregar la capacidad propia de los *feedtrhoughs* que son los elementos que permiten la conexión eléctrica entre la parte interior y exterior de la cámara de vacío, esta capacidad fue medida en $6,1$ pF en 1 MHz.

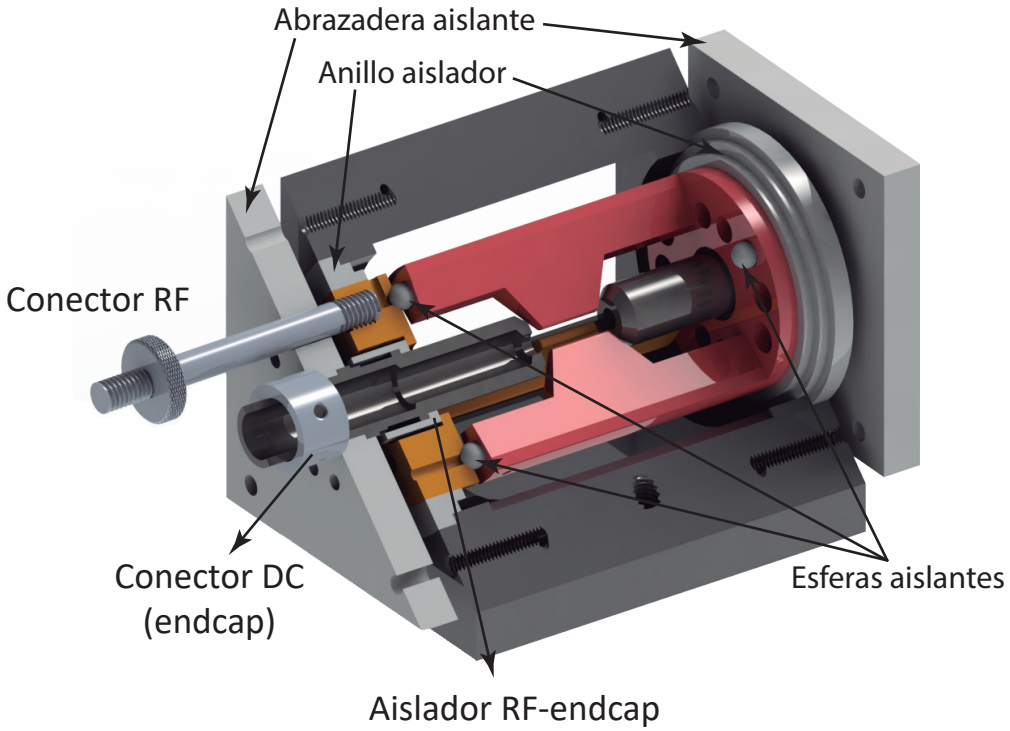

Figura 16: Corte de vista superior de la trampa, donde se encuentran demarcados los aislantes que aportan a la capacidad total entre los electrodos RF. A su vez, se presentan los conectores para las tensión AC y DC, usadas en el confinamiento electrodinámico, ya que a través de los *feedtrhoughs*, se agrega una capacidad adicional.

En el caso del anillo aislador, el mismo tiene una forma de tres escalones, donde el de mayor diámetro encastra dentro la caja que sostiene la trampa y los otros dos están para contribuir con el soporte mecánico de la base de los electrodos RF. Esta configuración permitió disminuir la capacidad ya que se agregó vacío entre el dieléctrico y una parte de los conductores.

Las esferas de Safiro (Goodfellow) son de $2{,}5$ mm de diámetro y encajan en la parte hueca de la punta de los electrodos y permiten un encastre entre los dos electrodos RF, aislando la conexión eléctrica. Para minimizar esta capacidad, se optó por la esfera más grande posible que permitía el diseño. El hueco calado en los electrodos, cumple la función de ventear el apoyo de las esferas, evitando potenciales bolsas de aire.

Existe una capacidad entre el electrodo RF y los electrodos de compensación, sin embargo se evitó poner material aislante entre los mismos para disminuirlo lo más posible, a su vez se aumentó el diámetro del agujero en los electrodos RF, equivalente a aumentar el radio R_2 de la ecuación 15. El diámetro del electrodo de compensación es de $1{,}6$ mm. El almacenamiento de cargas entre estos electrodos también se da en las abrazaderas aislantes.

Ya que las mismas son un diélectrico e imponen una capacidad parásita entre el conector RF, los endcaps y los electrodos de compensación, ya que se encastran en la pieza aislante para sostenerlos en su posición y no entren en contacto con los electrodos RF. La optimización de la capacitancia entre la cuchilla y los electrodos de compensación, fue el principal cambio que disminuyó drásticamente el efecto indeseado.

Otra pieza que contribuye a la capacidad parásita era el aislador del endcap, para reducir la capacidad se adoptaron dos medidas. En la Figura 16 se puede ver un espacio vacío entre el endcap y el aislador, y en segunda instancia, el perfil exterior no es circular, para que exista vacío entre el dieléctrico y la base del electrodo RF. La forma entera y un corte del aislador son visibles en la Figura 17.

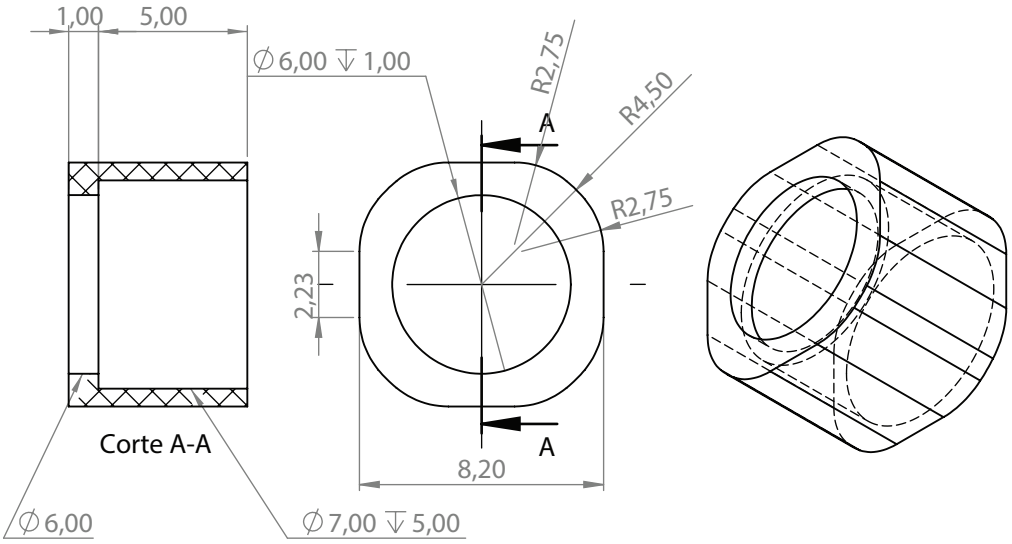

Figura 17: Planos con dimensiones del aislador entre el endcap y el electrodo RF. Se presenta una vista lateral, un corte (A-A) y una vista isométrica con transparencia. La forma de este componente fue optimizada para reducir la capacidad y mantener un soporte mecánico robusto.

Una observación final respecto a los materiales aislantes, es que los mismos al ubicarse entre conductores, pueden sufrir acumulación de cargas y un aumento en su temperatura. Ambos efectos son indeseados y en particular el aumento de la temperatura genera radiación de cuerpo negro y puede llegar a afectar la incertidumbre de experimentos, y por ejemplo afectar la caracterización de estándares de frecuencia [14]. Para minimizar ambos efectos, en el diseño se trató de evitar lo más posible que haya una línea de visión directa entre el centro de la trampa y los materiales aislantes. Un ejemplo de esta consideración, es la proyección de la base de los electrodos RF, que sirve como tope para el aislante del endcap y a su vez, disminuye el área visible del mismo.

3.2.2. Hornos

Los hornos utilizados son del fabricante Alfavakuo. Cada horno consiste en un tubo de acero inoxidable, cerrado en uno de sus extremos. Dentro del mismo se colocan gránulos del material deseado, en nuestro caso tenemos dos hornos, uno con Calcio (Ca) y otro con Iterbio (Yb). Para que el horno emita partículas de cada uno de los materiales, debe ser calentado, lo cual eleva la temperatura del material y hace que emita un haz de partículas, cuyo perfil sigue una forma una distribución gaussiana [31]. De esta manera, en el centro del haz se encuentra la mayor densidad de partículas.

La temperatura del horno se eleva al hacer circular una corriente por el mismo, a mayor corriente, mayor es la temperatura del horno y su tasa de emisión aumenta [91]. Esta característica implica que el horno tiene regímenes de trabajo en función de la corriente que se inyecta. En este caso se encontró que el horno debe estar en una corriente continua de entre $2{,}9$ y 4 A. Donde el rango bajo de corrientes permite un atrapado sistemático y controlado, en cambio las corrientes más altas eran utilizadas para aumentar drásticamente la taza de emisión, lo que facilitaba el atrapado de nubes y el estudio de la espectroscopía del Yb neutro.

Alinear estos hornos no es trivial y parte de una correcta colocación. La salida del mismo debe apuntar al centro de la trampa, y debe estar cercano a la misma, pero sin que esté demasiado cerca como para que el potencial impuesto -que fuerza la circulación de la corriente- afecte el potencial generado en el centro de la trampa. Otra característica a tener en cuenta, es que el horno emitirá permanentemente siempre y cuando haya una corriente circulando y es común mantener el horno prendido durante la operación de la trampa. Este material puede depositarse sobre los materiales aislantes eléctricos y generar un cortocircuito entre distintos electrodos. Para evitarlo, se buscó reducir lo más posible la línea de visión entre los hornos y cualquier aislante de las partes de la trampa.

Para permitir el montaje y la alineación se utiliza un bloque de cuatro terminales (Accuglass), que consiste en cuatro barriles (aislados entre sí), que permite apretar un conductor o en este caso el extremo de un horno. Del otro lado del barril, se colocan los cables de OFHC cobre que se conectan al *feedthrough* eléctrico correspondiente. Este tipo de montaje que agarra a cada horno de un extremo, nos permite modificar el ángulo del mismo y hacer una alineación, para que los hornos apunten hacia el centro. El montaje de los hornos en el soporte se ve en la Figura 18. La distancia de los hornos al centro de la trampa se regula con

espaciadores de 2 mm, que permitió un agarre robusto y variable.

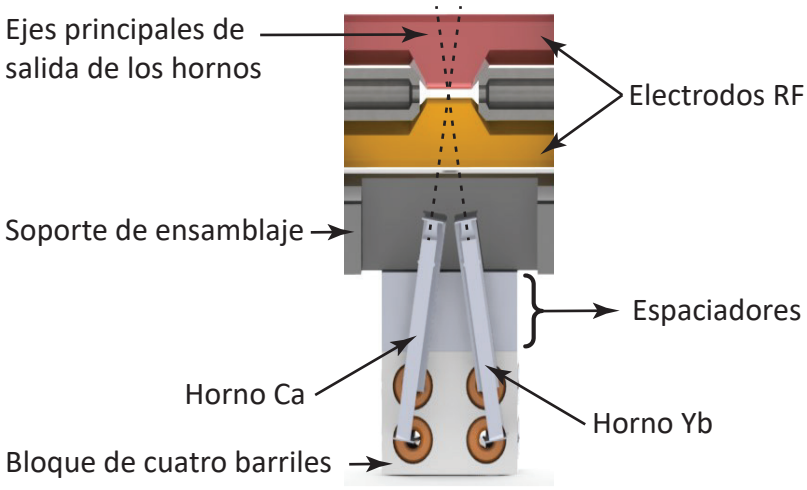

Figura 18: Corte de la trampa, donde se presenta la disposición de los hornos de Yb y Ca. Las líneas punteadas representan el eje central de emisión de cada uno. Los espaciadores son piezas de 2 mm apiladas, para regular la distancia de los hornos al centro de la trampa, cada espaciador tiene un agujero central (no representado en la figura). La sujeción se hace con un tornillo que atraviesa el bloque con cuatro terminales, los espaciadores y se atornilla en el mismo soporte ensamblador. Las conexiones eléctricas se hacen detrás del bloque, donde la corriente incidente circula por los barriles superiores y los inferiores, son el retorno de la misma.

3.3. ENSAMBLAJE

En esta sección se describen los pasos para ejecutar el ensamblado de la trampa y todos los soportes necesarios para montar la misma. Se utilizan los planos 3D y fotos de la trampa real, para complementar el instructivo. En el anexo se presenta la lista de partes que se ensamblan en esta sección, donde se detallan las cantidades de cada pieza y el material del que está hecha.

3.3.1. Soporte de ensamblaje

En primer lugar, se debe colocar el anillo aislante en los laterales del soporte de ensamblaje. Luego, se colocan las abrazaderas en forma de L y se fijan mediante dos tornillos M1.6 de 4 mm. En la Figura 19, se presenta una vista explotada con los componentes y una foto del soporte ensamblador con los anillos aislantes ya montados.

Las mochetas en el soporte de ensamblaje son para aumentar el ángulo de incidencia sobre el centro de la trampa. El plano definido por las mochetas y el centro de las cuchillas, es el plano por donde se propagan los haces.

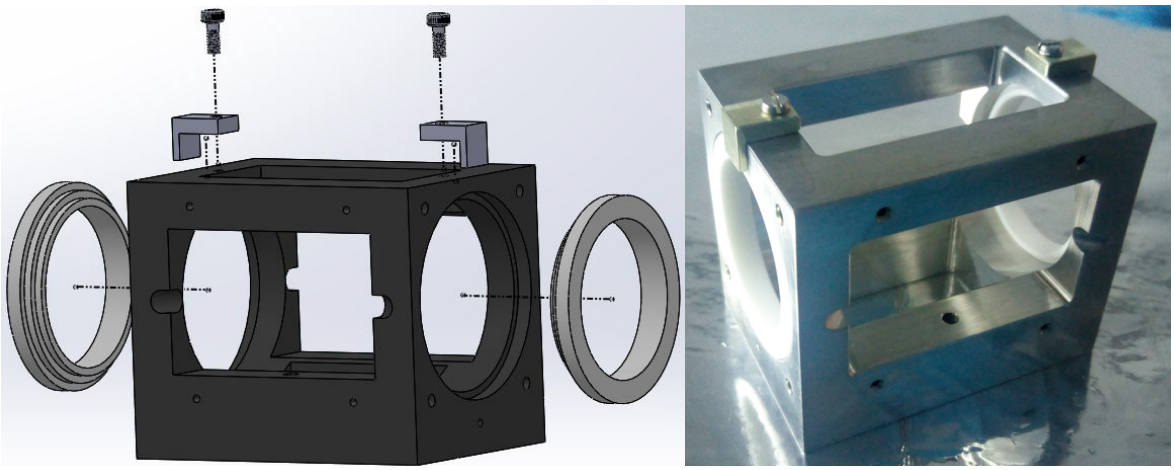

Figura 19: Montaje de los anillos aislantes en el soporte ensamblador, junto con el resultado final de esta instancia.

3.3.2. Electrodos RF

Se debe insertar uno de los electrodos de RF dentro del soporte de ensamblaje. Este debe encajar con precisión, permitiendo un leve movimiento lateral. A continuación, se recomienda colocar la trampa de lado (utilizando cartón o papel para compensar la inclinación causada por la abrazadera en forma de L). Las cuatro esferas aislantes deben colocarse en los orificios circulares del electrodo RF. Para su manipulación, se recomienda el uso de bruselas. Una vez colocadas las esferas, se posiciona suavemente el segundo electrodo desde la parte superior. En la Figura 20 se ve el corte de un despiece de la colocación de los electrodos RF, las piezas redondas ya colocadas, son las esferas de safiro aislantes, que en la foto de la derecha son traslúcidas.

Figura 20: Corte del soporte ensamblador, donde se presenta el despiece del montaje de los electrodos RF, junto con una foto mostrando este procedimiento en el laboratorio. El uso de guantes es necesario para evitar contaminar las piezas que ya habían sido limpiadas.

3.3.3. Endcaps

Es importante tener en cuenta que los electrodos de RF aún presentan cierto movimiento lateral. Por ello, deben mantenerse juntos manualmente para evitar que se separen y que las esferas se desprendan, es útil trabajar sobre una superficie con un borde, para evitar que en el caso de que se desprendan, caigan al piso o se pierdan de vista (son traslúcidas).

Con el soporte de ensamblaje nuevamente en posición horizontal, se colocan primero los aislantes de los endcaps en los orificios laterales centrales de los electrodos. Estos deben

ajustarse firmemente, sin permitir rotación. Luego, se insertan las tapas finales dentro de los aislantes, presionando hasta alcanzar su posición final. Es normal que las tapas presenten un leve movimiento vertical, el cual será restringido posteriormente con las abrazaderas aislantes. En la Figura 21, se muestra el detalle de la colocación de los endcaps, junto con una foto de este paso finalizado.

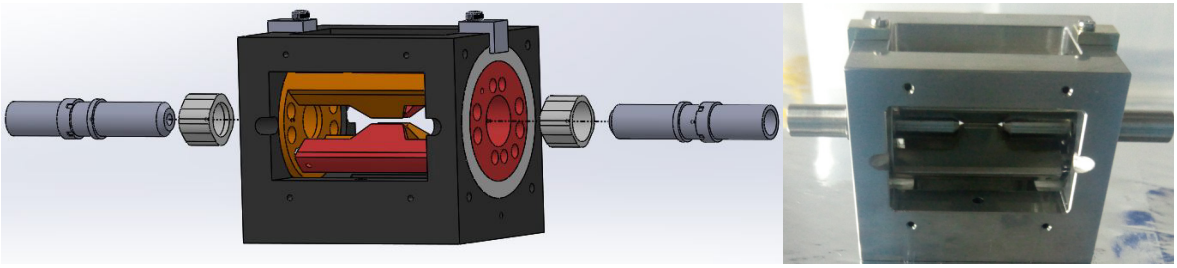

Figura 21: Montaje de los endcaps, junto al resultado final de este paso.

3.3.4. Abrazaderas aislantes

Ambas abrazaderas aislantes deben colocarse simultáneamente, presionando los electrodos de RF a través de las tapas finales. Cada abrazadera se fija con cuatro tornillos M2 de 14 mm, los cuales deben ajustarse de forma gradual y alternada. Para garantizar que la trampa quede centrada respecto al soporte de ensamblaje, los laterales de los electrodos de RF deben coincidir con los del soporte. La colocación de los ocho tornillos necesarios, se observa en la extrusión de la Figura 22.

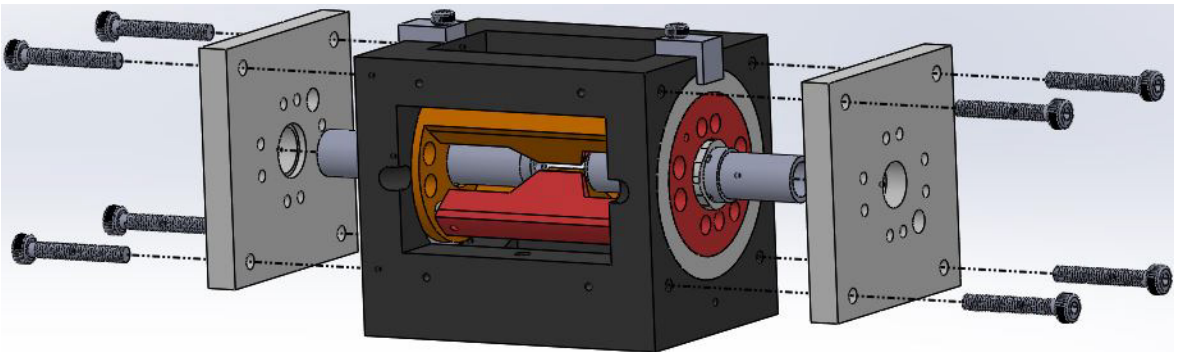

Figura 22: Incorporación de las abrazaderas aislantes.

Dado que la abrazadera aislante está fabricada en cerámica, debe manipularse con sumo cuidado. Un exceso de presión con los tornillos puede dañarla. En caso de rotura, es necesario reemplazarla, ya que su función es esencial para el alineamiento y restricción del movimiento de los electrodos. Tras este paso, los electrodos de RF y las tapas finales no de-

ben presentar movimientos laterales ni verticales. Sin embargo, aún pueden rotar alrededor de su eje axial. Los movimientos de los componentes cerámicos contra los metálicos, deben ser mantenidos a un mínimo, ya que en la porosidad de la cerámica se depositan materiales metálicos que podrían llegar a incentivar una rotura dieléctrica, en caso de que se expongan a grandes tensiones.

3.3.5. Conectores RF y DC

Los electrodos de RF poseen un orificio roscado M3 para el conector correspondiente. Durante el ensamblaje, los conectores atraviesan la abrazadera aislante y se enroscan directamente en el electrodo. Para que este paso sea posible, la alineación entre los electrodos de RF y las abrazaderas debe ser exacta, debido a la simetría de la abrazadera, esto debe ser observado por el usuario encargado del montaje.

Primero se inserta el conector de RF del lado derecho. Luego, se coloca el conector DC del endcap del lado opuesto, fijándolo con dos tornillos tipo gusano M1.6 de 2 mm. Es fundamental, que el orificio para el cable quede orientado hacia el exterior de la trampa. En caso contrario, no habrá espacio para colocar el tornillo M1.6.

El procedimiento descrito, se repite del otro lado de la trampa, pero es recomendable que primero se monte el anillo conector DC del endcap, debido a que el conector RF puede bloquear el paso para asegurar los tornillos tipo gusano. En la Figura 22 se ve un corte de la trampa y se presenta como colocar los conectores RF y DC.

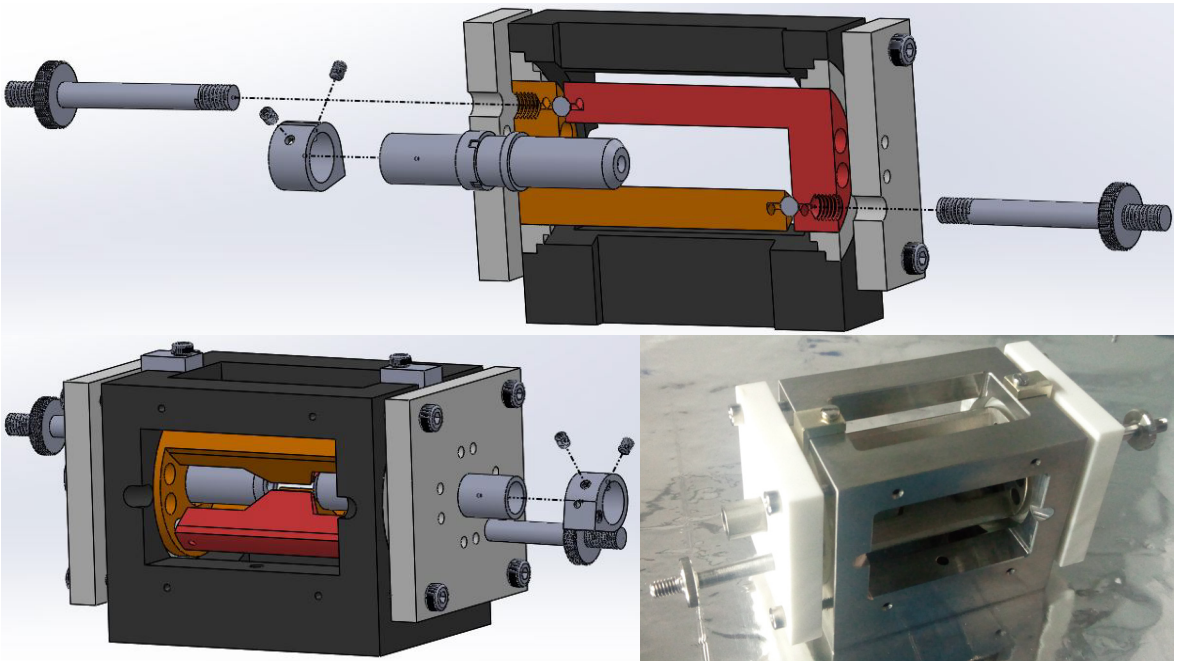

Figura 23: Colocación de los conectores RF y DC de los endcaps, junto con una foto del resultado del montaje de los conectores RF.

3.3.6. Electrodos de compensación

Los electrodos de compensación atraviesan toda la trampa, desde un extremo de la abrazadera aislante hasta el otro. Todos los extremos curvados deben quedar ubicados en el lado derecho de la trampa, ya que es donde se realizaran las conexiones eléctricas.

Para fijar los electrodos en su lugar, se utilizan tuercas M1.6 en los extremos roscados. Es importante señalar que, en uno de los electrodos de cada par superior e inferior, se debe colocar un espaciador entre la tuerca y la abrazadera. Esto es para evitar que las tuercas queden en contacto entre sí y por lo tanto, hagan cortocircuito entre estos electrodos que deben quedar independientes. El espaciador, se hizo con una pieza de alúmina aislante, que se ve en la parte superior de la Figura 24 que está en el extremo inferior, izquierdo. Esta pieza fue cortada en dos, utilizando una sierra diamantada. La función original era la de evitar que los electrodos de compensación superiores, rotaran y se pusieran en corto circuito, sin embargo esto no fue necesario debido a que el rozamiento con la alúmina, la presión de la tuerca y la rigidez del conexionado eléctrico, evitan que estos electrodos se muevan.

El par de electrodos frontal, tienen el mismo potencial y para eso se utiliza el conector doble. La colocación del mismo y el montaje de los electrodos de compensación, junto dos fotos que muestran el resultado final, se presentan en la Figura 24. Cabe destacar que en es-

tas Figuras se ve que en la parte posterior, hay otros dos electrodos de compensación dobles, los mismos fueron removidos para evitar que afecten la colección de fotones, proveniente de los iones, por el sistema de detección.

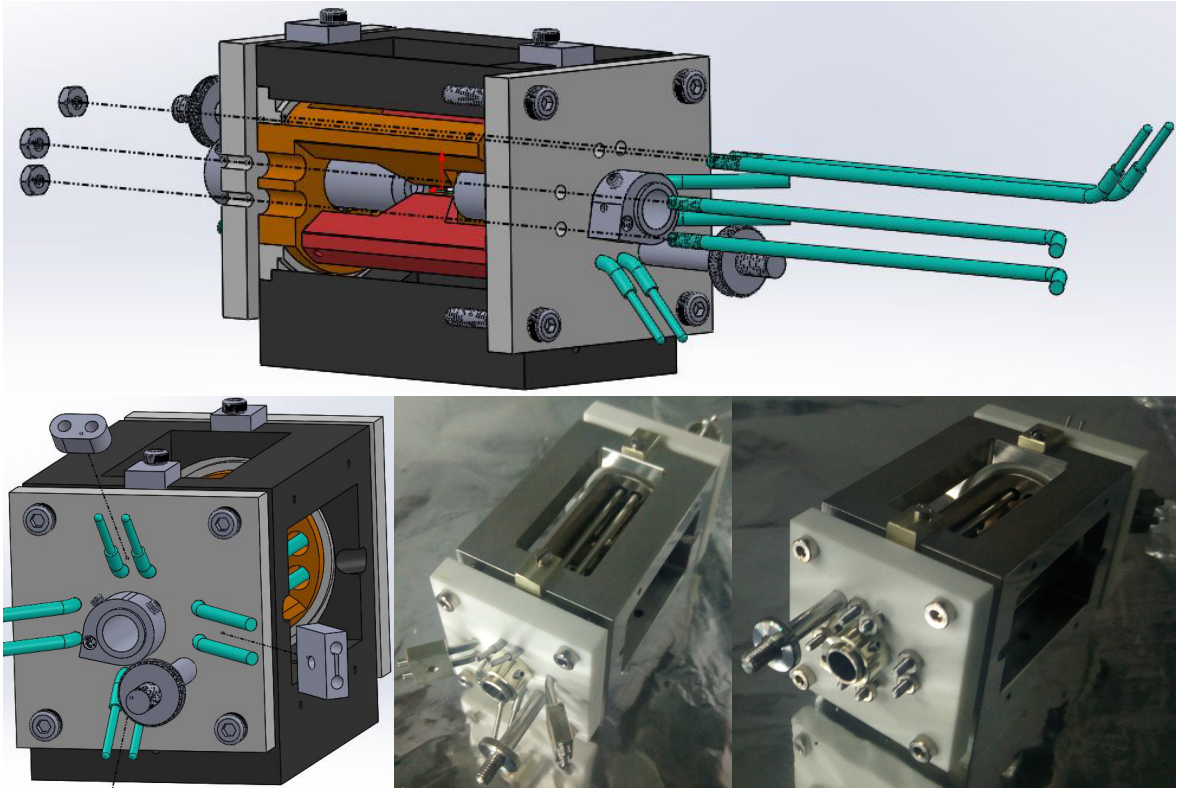

Figura 24: Montaje de los electrodos de compensación y el conector doble. Las fotos muestran ambos lados de la trampa, con todos los electrodos colocados y fijados. Cabe destacar, que el par de electrodos posterior, es removido para evitar su interferencia en la recolección de la fluoresencia de los iones.

3.3.7. Hornos de iterbio y calcio

El montaje de los hornos comienza con su colocación dentro del bloque de terminales de 4 vías de Allectra. Para ello, las puntas de las fuentes de vapor deben moldearse con forma redondeada, lo cual puede lograrse utilizando un alambre de cobre para darles forma cilíndrica. En el lado opuesto del bloque se conectará el cable de alimentación que suministrará corriente para el calentamiento.

Las fuentes de vapor se orientan inclinadas hacia el centro de la trampa. Esta inclinación puede ajustarse una vez que los hornos estén montados en el soporte de ensamblaje.

Una vez colocados los hornos, el bloque de terminales se fija al soporte de ensamblaje mediante un tornillo M$2{,}5$. La longitud del tornillo depende de la altura del horno, la cual se regula con espaciadores. Por ejemplo, pueden utilizarse tres espaciadores de 2 mm junto

con un tornillo de 25 mm para alcanzar la altura deseada.

Durante este procedimiento, puede ser útil invertir el soporte de ensamblaje. En la Figura 25, se ven dos imágenes que representan los pasos previamente mencionados.

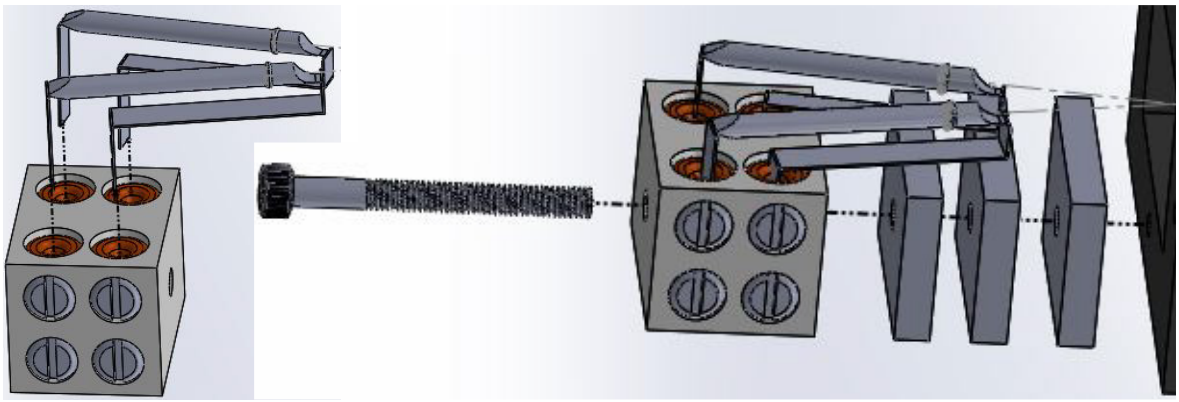

Figura 25: Colocación de los hornos de iterbio y calcio, utilizadas como fuentes de vapoder de átomos neutros.

3.3.8. Soporte base

El soporte base se fija a la brida ciega de $2{,}75$ pulgadas mediante cuatro tornillos M4 de 10 mm ventilados. En la Figura 26, se ve este procedimiento, notese que en la figura no está representado el venteo de los tornillos. En esta misma figura, se presenta el paso siguiente que es la de asegurar la base a la cámara de vacío. Se debe fijar a la cámara de vacío utilizando seis tornillos CF35 estándar de 12 puntos. Es crucial no olvidar colocar una junta de cobre CF35 de orificio grande (*small bore*), lo cual es esencial para garantizar un sellado de vacío óptimo, juntas de tamaño regular no pueden ser utilizadas ya que el diámetro interno es menor al tamaño de la base.

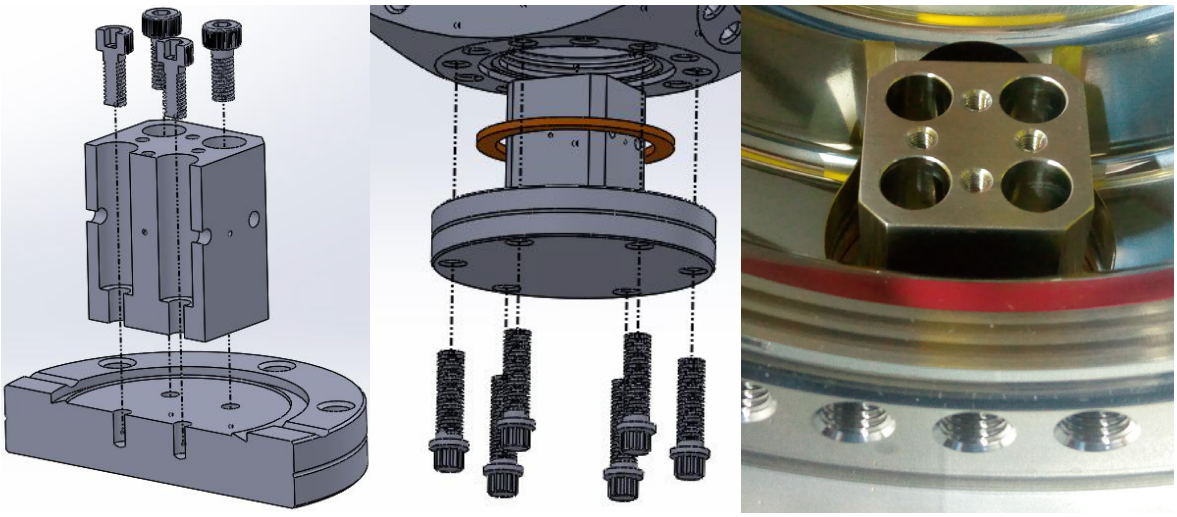

Figura 26: Montado de la base a la brida ciega CF35 y fijación a la cámara de vacío. No olvidar colocar la junta de cobre.

3.3.9. Soporte intermedio y ensamblaje final

El soporte intermedio se fija a la base mediante cuatro tornillos M3 de 10 mm. Este paso es anteúltimo, antes de fijar el soporte ensamblador, con los hornos ya montados. La fijación se lleva a cabo utilizando dos tornillos M$2{,}5$ de 8 mm. Estos últimos dos pasos se presentan en la Figura 27, junto con foto de la trampa ya montada dentro de la cámara de vacío. Luego de este paso final, se puede proceder al conexionado eléctrico.

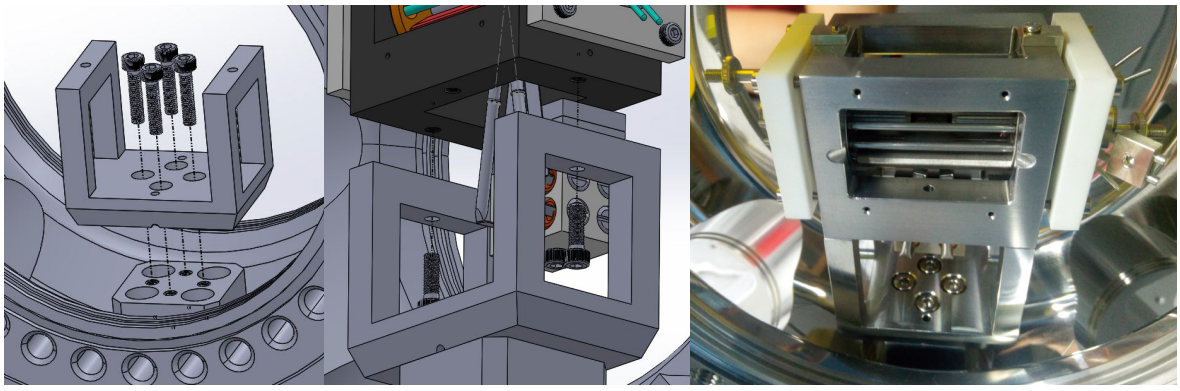

Figura 27: Ensamblaje final de los soporte intermedios y ensamblador, con todos los elementos ya montados.

3.3.10. Conexiones eléctricas

En esta subsección se mencionaran los componentes utilizados en el conexionado eléctrico, dentro y fuera de la cámara de vacio. A su vez, se presentaran esquemáticos de las conexiones y en particular los filtros utilizados para prevenir ruidos inducidos.

Los cables dentro de la cámara de vacío son de OFHC y para conectar los electrodos RF y los endcaps se utilizaron cables sin ninguna cobertura aislante, de un diamétro de $2{,}39$ mm y $1{,}27$ mm respectivamente. Estos cables permiten imponer potenciales superiores a 1 kV y en el caso del cable utilizado RF, se buscó usar el mayor diámetro posible para disminuir la resistencia parásita y contribuir al desempeño del resonador. Para conectar los cables a los *feedthrough* se utilizaron barriles. Que si bien tienen una mayor resistencia respecto de una soldadura, no presenta problemas para llegar a un régimen de UHV (al ser piezas sólidas que pueden ser fácilmente limpiadas a diferencia de la soldadura, que también podrían llegar a gasear con el tiempo) y la soldadura podría llegar a ser problemática para hacer el cocinado de la cámara, ver sección 3.3.11.

Para conectar los cables a las distintas partes y elementos de la trampa, se utilizan terminales de anillo (conexiones RF y electrodo de compensación doble), barriles (electrodos de compensación) o conectores hechos a medida (endcaps). Los hornos se conectaban utilizando el mismo barril en el que son montados, entrando por la parte opuesta con el cable utilizado.

Los hornos y electrodos de compensación son de cobre OFHC, pero recubiertos en *kapton*, para evitar un posible corto circuito, ya que estos son cables que se hubican mucho más cercanos entre si. El diámetro utilizado es de $0{,}64$ mm y también se utilizaron barriles para conectar al *feedthrough* y evitar la utilización de soldadura.

Los *feedthrough* utilizados para conexiones eléctricas fueron el eft0563093 (Lesker) y para los electrodos RF y los endcaps, junto con una conexión a tierra central, el conexionado externo es a través de soldar (conexiones RF) o utilizar conectores similares a barriles (ftassc094 de Lesker). El segundo *feedthrough* es el iftag104103 (Lesker), utilizado para la conexión de los hornos y los electrodos de compensación, para la conexión al exterior se utiliza un conector MIL-C-5015 de 10 pines.

Las conexiones externas a la cámara de vacío no son triviales, en primer lugar está la línea de transmisión utilizada para conectar el resonador a la trampa, discutida en la sección 3.4.2. Del mismo lado se conectan los endcaps, cuya tensión es tomada desde una fuente de tensión controlada remotamente (Iseg - modulo: EBS C0 30), para evitar que la RF se cuele en la fuente de tensión se utiliza un inductor en serie, como filtro pasa altos y a uno de los endcaps a su vez, se le conecta un terminal BNC para que se pueda introducir otra señal RF (V_g). Esta señal es utilizada para la caracterización de las frecuencias axiales de la trampa y

el conector se encuentra desacoplado capacitivamente de la tensión continua, para evitar que la misma se inyecte en el generador de señales. En la Figura 28, se ve un esquemático del conexionado eléctrico de este *feedthrough*, junto con las magnitudes de los inductores y capacitores utilizados.

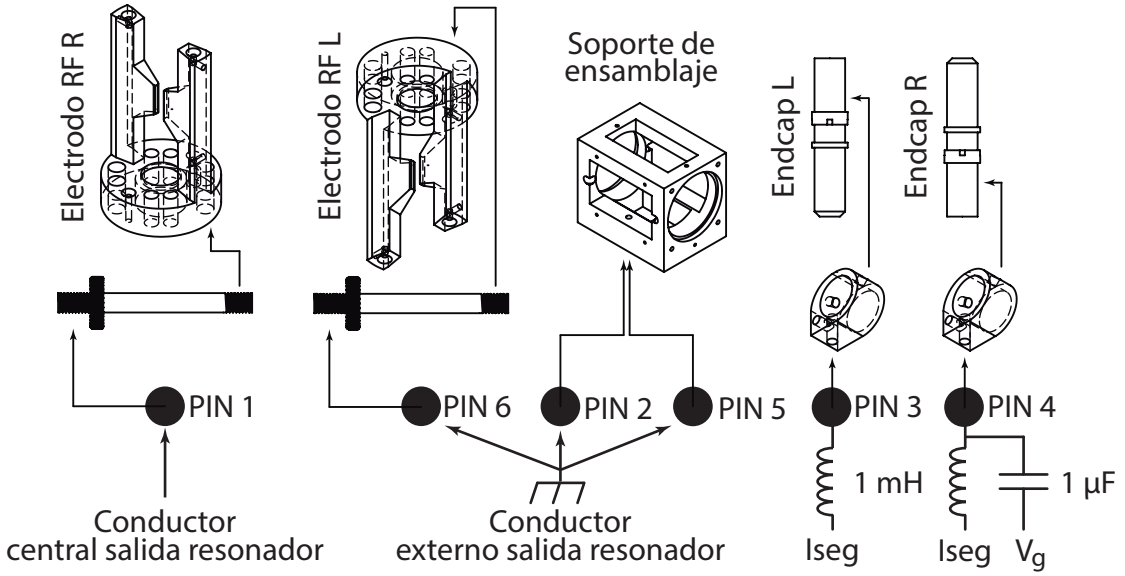

Figura 28: Conexionado eléctrico del *feedthrough* de seis pines eft0563093.

Respecto a las conexiones de los hornos y los electrodos de compensación, los primeros se conectan a una fuente de tensión DC UNI-T 3315TFL-II. Cabe destacar que nunca se utilizan los dos hornos al mismo tiempo, cuando uno no es utilizado, el mismo es conectado directamente a tierra para evitar ruidos inducidos cercanos en la trampa, el otro horno tiene un filtro pasa-bajos para prevenir ruidos, hecho con un capacitor de film de metal de $1\ \mu\mathrm{F}$ y otro cerámico en paralelo de 100 nF. Se utilizan ambos capacitores para mejorar la respuesta espectral del filtro [41]. Los electrodos de compensación se conectan a la Iseg para poder regular la tensión impuesta sobre los mismos. Todas las conexiones eléctricas tienen un filtro pasa-bajos de primer orden, compuesto de dos capacitores en paralelo, uno de film de metal de 100 nF y otro cerámico de 10 nF, con una tensión máxima de 2 kV. En la Figura 29 se ve el esquemático del conexionado descrito.

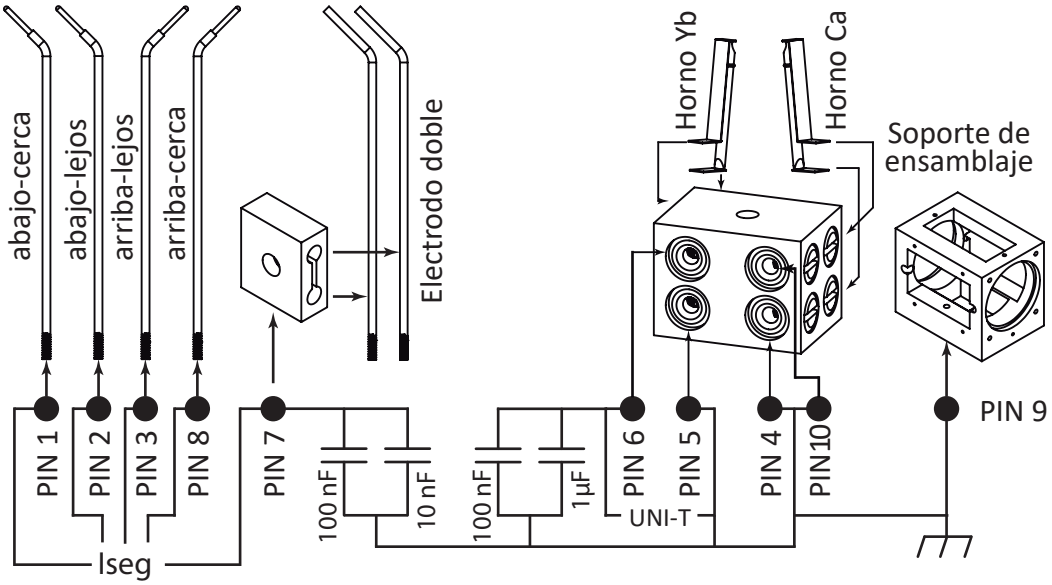

Figura 29: Conexionado eléctrico del *feedthrough* de diez pines iftag104103. Se omiten los capacitores de desacople de los pines 1,2,3,6 y 8 para simplificar el esquema, sin embargo en cada pin mencionado se colocan dos capacitores iguales a los utilizados en el pin 7.

3.3.11. Vacío

En esta sección se presentan todos los elementos referidos a la generación y mantenimiento del vacío que debe rodear a la trampa de iones. La cámara de vacío es el modelo MCF-600-SphOct-FC28 del fabricante Kimball. Esta cámara tiene dos puertos CF100, correspondientes con las ventanas grandes que se encuentran en la parte frontal y trasera de la trampa. A su vez, posee ocho puertos CF35 que son utilizados para accesos eléctricos, ópticos y permiten la colocación de una válvula VAT 57132-GE02 y otro en otros de los puertos se coloco una bomba iónica con elemento absorbente (*getter*) modelo NEXTorr Z100 del grupo SAES, estos elementos junto con la cámara de vacío se vieron representados en la Figura 37.

La presión objetivo es alcanzar el régimen de UHV (Ultra Alto Vacio - $\ll 1 \times 10^{-9}$ mbar), que es el requerido para que se puedan hacer experimentos con cristales de iones [63]. Esto se debe a que si la presión de fondo es superior, los iones atrapados interactúan con el gas presente, ocasionando el calentamiento de los iones (que puede generar un derretimiento de los cristales) y en casos extremos, la extracción de iones de la trampa. A su vez, se suelen dar otros dos fenómenos a tener en cuenta: en primer lugar los iones de Yb tienden a ser excitados colisionalmente al nivel $^2\mathrm{F}_{7/2}$ [74] que es un estado cuyo tiempo de vida es de $5{,}4$ años, de hecho la transición ocutpolar $^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\mathrm{F}_{7/2}$ es un estándar de frecuencia utilizado. En segunda instancia, se pueden generar moléculas de YbH^+ en caso de que un

ion de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ ya se encuentre en el estado $^{2}\mathrm{F}_{7/2}$ [30].

Estos dos procesos son estados oscuros y debido a que la probabilidad de que sucedan se da en función de la cantidad de interacciones, una mayor presión de fondo, implica una mayor presencia de gases y por lo tanto, una mayor excitación a estos estados. La principal consecuencia, es que los iones no pueden ser enfriados al estar en un estado oscuro (ver sección 2.5), esto conlleva a que los cristales se pueden romper y formar nubes, debido a un incremento de la temperatura.

El procedimiento de vacío se lleva a cabo de manera secuencial, con pasos definidos. En los siguientes párrafos se describen los procedimientos utilizados, en el siguiente orden: Limpieza, bombeo inicial, activación de hornos, cocinado, activación del elemento absorbente, censado de presión y temperatura, y cierre final.

Limpieza: Para cumplir con la presión objetivo, es fundamental partir de una cámara de vacío limpia y que todas las piezas que vayan a ser colocadas dentro de la misma, se vean supeditadas a un proceso de limpieza exhaustivo. Se siguieron los lineamientos de Birnbaum et al. [4], donde especifica la mejor manera de llevar la limpieza de los componentes que deben cumplir con el criterio de UHV. En líneas generales se debe exponer a las piezas a baños en agua destilada, alcohol isopropílico y acetona, utilizando una limpiadora ultrasonica durante 20 minutos. El correcto secado de todos los componentes es fundamental para evitar que ingrese humedad en la cámara vacío.

Cabe destacar que en particular todas las piezas pertenecientes a la trampa de vacío, que fueron mecanizadas, fueron supeditas a un paso previo de limpieza donde se usó agua destilada y detergente neutro (Nº 1595110 de Cicarelli), en un baño ultrasónico durante 20 minutos. Este paso fue muy importante en particular con las piezas hechas de alúmina, que al ser poroso tenía aceite impregnado, usado para el proceso de mecanizado. El uso del detergente garantizó una limpieza exhaustiva de las piezas.

El secado entre los distintos baños se hacía colgando al aire libre, en una habitación con una temperatura de 20 grados y se procuraba disminuir la presencia de personas durante la limpieza, para evitar cualquier contaminación o el depósito de polvo en los componentes.

Una vez que las distintas piezas estaban limpias, se ensambla la trampa y sus conexiones eléctricas y finalmente se cierra la trampa, colocando las ventanas previamente limpiadas con methanol y en todos los cierres del sistema CF, se utilizan juntas de cobre. Este procedimiento se debe hacer con guantes de latex, cofia y barbijo.

Bombeo inicial: Se prosigue a empezar el proceso de vaciar la cámara de gases y fundamentalmente de humedad. Para este procedimiento, se conecta a la válvula VAT una estación de bombeo (X1699-64124 del fabricante Agilent), la cual consiste en una bomba seca, una bomba turbo-molecular, su controlador y un medidor de presión del tipo Pirani. Este medidor se encuentra en la boca de la bomba turbo y representa un medición aproximada a la presión que va a haber en la cámara de vacío, debido a que la conexión se hace con una manguera flexible de 50 cm.

En principio se hizo un primer vacío de la cámara con la idea de verificar el funcionamiento de los distintos componentes, y a su vez poder iniciar el elemento absorbente. Por otro lado, los hornos de Yb y Ca, tienen un sello metálico de Indio, el cual debe ser eliminado antes de su utilización.

Se procedió a conectar la estación de bombeo a la válvula VAT y con esta completamente abierta, se procede a prender la bomba seca. Luego de unos 15 minutos la presión leída por la Pirani es de 1×10^{-2} mbar, lo cual da pie a que se pueda utilizar la bomba turbo-molecular (presiones superiores, pueden dañar las aspas de la misma). Luego de 19 h de funcionamiento, se llega a la presión de $4{,}6 \times 10^{-7}$ mbar. Cuando se disminuye la presión por debajo de 1×10^{-5} mbar, se puede activar la bomba iónica. Este tipo de bomba consiste en dos electrodos separados, entre los cuales se impone un potencial y se mide la corriente resultante. Debido a la exposición al ambiente, es esperable que en los electrodos se depositen partículas y moléculas que son liberadas las primeras veces que se realiza el encendido.

Es decir, que durante los primeros encendidos de la bomba iónica se espera que haya un aumento de la presión, que se manifiesta en picos de presión que llegan hasta $9{,}7 \times 10^{-7}$ mbar. El procedimiento de encendido inicial es llamado *flash* y se lo repite, para cerciorarse de que todo el material depositado es liberado y bombeado por la bomba turbo. Se ejecuta el *flash* hasta que deja de aumentar la presión en el encedido, esto sucedió luego de tres veces. La presión final luego de este procedimiento fue de 6×10^{-7} mbar y la duración fue de 5 minutos, ya que el prendido y apagado de la bomba era rápido.

Se cerró la válvula VAT, para evaluar el desempeño de la cámara de vacío y sus sellos. Utilizando como medición la bomba iónica ($1{,}4 \times 10^{-5}$ mbar), se procede a verificar los sellos, colocando alcohol isopropílico en todas las juntas del sistema entero. En esta medición se quiere verificar si hay o no algún cambio drástico de la presión (sucede si hay alguna fuga), y que la presión siga disminuyendo debido al efecto de la bomba iónica.

Durante 20 minutos se verificó que la presión medida seguía disminuyendo y llegó a $8{,}9 \times 10^{-6}$ mbar, con lo cual se concluye que no hay pérdidas ni fugas en el sistema de vacío y se procede a volver a abrir la válvula VAT, previamente la bomba turbo ya había sido encendida para evitar que haya una diferencia de presión grande ante la apertura de la válvula.

Activación hornos: Con el sistema siendo nuevamente bombeado, se apaga la bomba iónica y se encienden los hornos de a uno. Subiendo la corriente que circula por los mismos de a 1 A cada 15 minutos, hasta llegar a la corriente de $4{,}5$ A. Luego de 15 minutos empezamos a bajar la corriente del horno de la misma manera que la subimos, lentamente para evitar cualquier problema. Cercano a los 4 A, los hornos se ponen de un color rojo intenso debido a la temperatura y se puede ver a simple vista que el sello de Indio ya no se encuentra presente. De esta forma, los hornos ya quedan listos para ser utilizados.

Cocinado: El principal problema para el vacío a largo término es la humedad presente en la cámara de vacío y en el resto de los componentes de la trampa. Es importante poder calentar la cámara para reducir el tiempo necesario de bombeo. Por esta razón se envuelve a la cámara y a todos sus elementos en papel aluminio y se la rodea de una resistencia que será utilizada para elevar la temperatura del sistema. Los elementos más delicados ante un cambio drástico de temperatura, son las ventanas, por eso se evita la colocación de resistencias que hagan contacto directo contra el vidrio, incluso con el papel aluminio como separación. Luego de hacer una capa más de papel aluminio (es mejor utilizar alguno de mayor grosor que el de cocina), se envuelve todo en lana de vidrio cuya función es la de aislar el sistema que es bombeado, de la temperatura ambiente. Esto es en particular muy importante para las ventanas, las cuales si se encuentran ante un cambio drástico de temperatura, pueden sufrir fisuras. En la Figura 30, se pueden ver imágenes que presentan el armado del sistema de calefacción (a) y la cobertura final con aluminio (b).

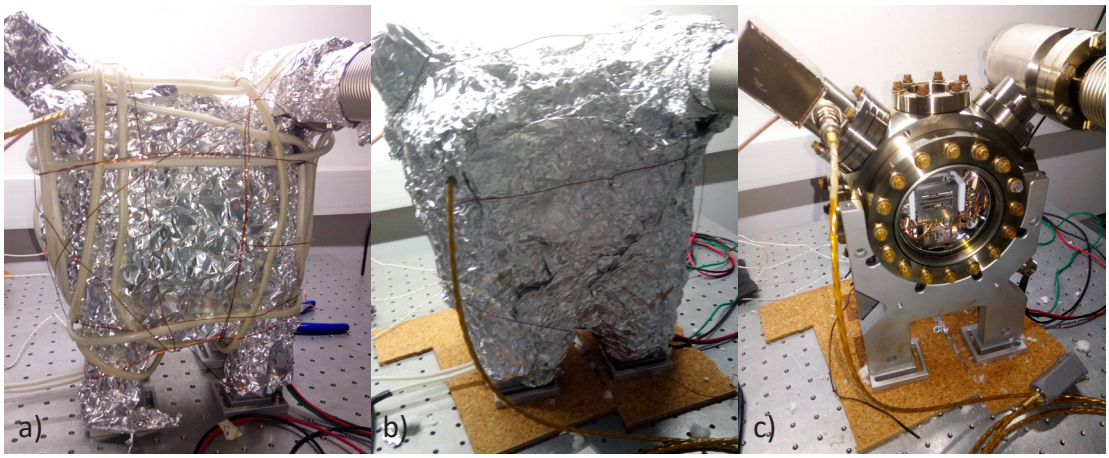

Figura 30: Preparación del cocinado de la trampa: a) armado y distribución de la resistencia, se evita que la misma toque el vidrio de las vetanas para evitar un cambio drástico de temperatura; b) cobertura final de aluminio, antes de colocar la lana de vidrio; c) resultado final luego de hacer el cocinado y bombeo, se nota la decoloración en los tornillos debida a la temperatura alcanzada.

Cabe destacar que a la bomba iónica se le sacaron los imanes para la etapa de calentado, ya que no es recomendable que los mismos se expongan a una temperatura mayor de $150°\mathrm{C}$, al ser la temperatura de Curie de estos imanes de acuerdo al manual provisto por SAES. Esto implica que mientras se ejecuta el calentado, no se puede activar la bomba iónica. El resto de los elementos puede soportar hasta $200°\mathrm{C}$, con lo cual el horneado no va a superar esta temperatura. La lectura de la temperatura se hizo en tres lugares diferentes, en una de las ventanas del costado, en la parte superior y en la ventana frontal, usando termocuplas que consisten en uniones de metales diferentes que generan una diferencia de potencial al variar su temperatura. La diferencia de potencial se lee usando el circuito integrado MAX6675, que ya está calibrado para este tipo de dispositivos, conectado a una Raspberri Pi B+ usada para registrar los datos de temperatura en función del tiempo.

El procedimiento de cocinado parte de una presión de al rededor de 1×10^{-7} mbar, medido por la Pirani. Luego se empieza a aumentar lentamente la temperatura, esto se hace colocando un transformador del tipo Variac (auto-transformador de tensión de salida variable) a la resistencia. La temperatura se sube lentamente para evitar un cambio drástico de temperatura en las ventanas, en todo momento se garantizó que la temperatura se modificara a lo sumo $5°\mathrm{C/h}$, lo cual está muy por debajo del límite que se recomienda de 10 a $20°\mathrm{C/h}$. Se optó por demorar este proceso y evitar cualquier daño en las ventanas.

La temperatura fue siendo elevada lentamente y de manera escalonada, a lo largo de 6 días, momento en el que se llegó a aproximadamente $175°\mathrm{C}$. En este momento optamos

por mantener esta temperatura y seguir el bombeo con la turbo. Sin embargo, se encontró que la temperatura decrecía lentamente, esto se encontró que se debía a que la cámara y su pie, se ubicaban directamente sobre una mesa óptica de metal, la cual actuaba de disipador. Se optó por poner un aislante de corcho entre las superficies metálicas y así evitar la pérdida de calor, previamente se bajó la temperatura del sistema unos $40°\mathrm{C}$ debido a que la mesa actuaba como masa térmica y desacoplarla implicaba que se podía disparar la temperatura. Esta cantidad no fue suficiente y la temperatura subió hasta alcanzar los $190°\mathrm{C}$, momento en el cuál se disminuyó la tensión del Variac y se dejó que la temperatura disminuya por si misma. Un día después se volvió a aumentar la temperatura hasta $175°\mathrm{C}$, temperatura que se mantuvo durante 6 días hasta que se volvió a disminuir la misma lentamente hasta alcanzar la temperatura ambiente.

Activación NEG y hornos: Antes de llegar a temperatura ambiente se decidió volver a prender los hornos, para eliminar cualquier depósito de material que se haya dado sobre los mismos y luego, se activo el elemento absorbente de la NEG. Donde se llegó a una presión pico de 1×10^{-6} mbar y solamente debido a esta activación, se aumentó 20 grados la temperatura del sistema. Este procedimiento se llevo a cabo según lo indicado por el fabricante.

Sensado de presión y temperatura: La temperatura y la presión medida se pueden ver en la Figura 31, que presenta la evolución de la presión (gris) y la temperatura (negro, azul y naranja) a lo largo de de los 21 días que duro el procedimiento de cocinado. En esta misma Figura, se demarcaron los principales eventos que fueron previamente descritos en el texto. La falta de lectura de la termocupla T3 (naranja), se debió a una rotura de la misma. La lectura escalonada de la presión se debe a la resolución con la que entregaba los valores la estación de bombeo y la presión final de 2×10^{-8} mbar es el límite de lectura de la Pirani.

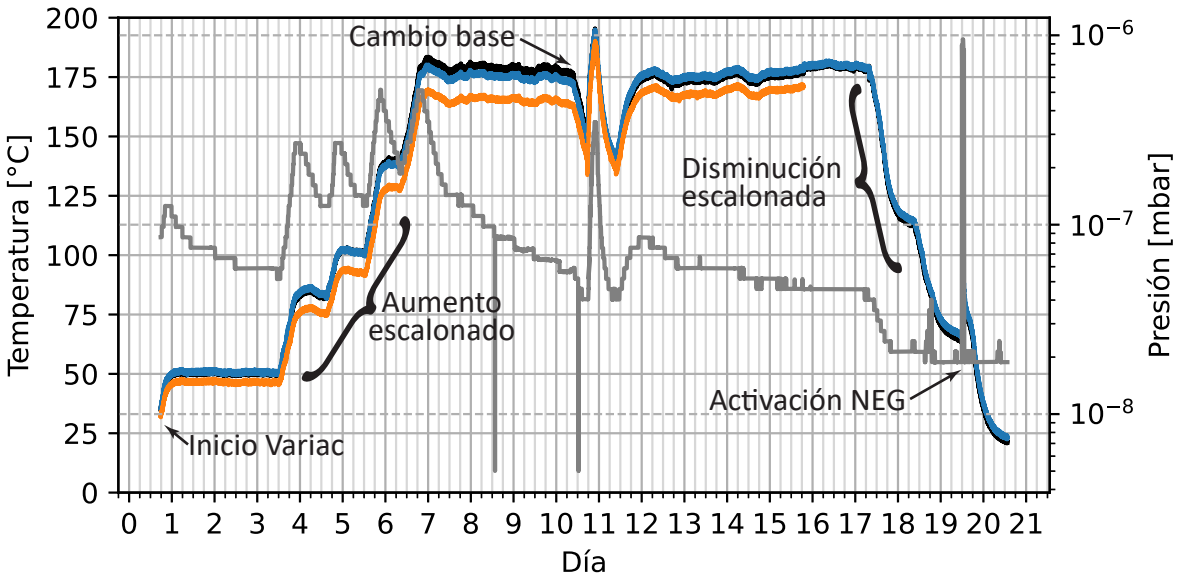

Figura 31: Evolución de la temperatura registrada por las tres termocuplas (negro, azul y naranja) y de la presión registrada por la pirani de la estación de bombeo, a lo largo de los 21 días de cocinado. La interrupción del sensor naranja, se debió a una rotura del mismo. Los principales hechos descritos en el texto, se encuentran demarcados.

Cierre final: Una vez que el sistema estaba a temperatura ambiente, se desarmó la cobertura aislante y se le sacaron las resistencias, a su vez se dejó de registrar la temperatura y la presión. Se vuelven a colocar los imanes en la bomba iónica y se prendió la misma, la lectura de la presión fue $< 2{,}1 \times 10^{-11}$ mbar, que es el límite de lectura de este sistema. De esta forma consideramos concluido el proceso de vacío y cocinado, habiendo llegado a la presión objetivo. Sin embargo, cuando cerramos la válvula VAT, se dió un pico de presión que llegó hasta 1×10^{-6} mbar y luego siguió bajando lentamente hasta $1{,}8 \times 10^{-10}$ mbar en 3 horas.

Este pico de presión consideramos que se debió a un cumulo de humedad que había quedado almacenado en la parte posterior del sello de la válvula. La cuál al estar completamente abierta, había dejado aislado del sistema de bombeo una pequeña sección y ahí es donde se ubicaron los gases que fueron liberados. Esto no fue registrado en la Figura 31, ya que el el registro de datos se había interrumpido.

Meses más tarde se volvió a hacer un calentado de la válvula y una re-activación del elemento absorbente NEG (sospechamos que el mismo se saturo con el gas contaminante). Esto fue necesario porque los cristales atrapados, no eran para nada estables y tendían a descristalizarse y hacerse nubes. A su vez, la tasa en que los iones se iban a un estado oscuro era demasiado alta y todo indicaba, que la presión en el interior no era la adecuada para

llevar a cabo los experimentos deseados. Luego del cocinado, re-activación y re bombeo. Se llegó rápidamente (1 semana) a la presión de $< 2{,}1 \times 10^{-11}$ mbar, y no se volvió a tener el problema mencionado. Este segundo cocinado y bombeado, fue hecho con la válvula abierta hasta la mitad.

3.4. ENTORNO ELÉCTRICO Y MAGNÉTICO

En esta sección se presentan los elementos y características utilizados para imponer los potenciales electrodinámicos en las cuchillas, el campo magnético continuo que define el eje de cuantización y a su vez, la onda de microonda utilizada para la transición del nivel fundamental del $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$.

3.4.1. Señal RF

El confinamiento dinámico de la trampa es una parte esencial de la misma, fundamentalmente consiste en la imposición de una tensión de radiofrecuencia en las cuchillas, con una tensión que suele ser del orden de la centena de volts. En particular, es importante la estabilidad en frecuencia y amplitud, ya que cualquier variación en estos parámetros se traduce en un cambio de los parámetros de atrapado (ver secciones 2.1 y 3.1.1). En esta sección presentaremos todos los elementos relativos a esta parte fundamental de la trampa, incorporando mediciones de estabilidad y las características principales de todos los elementos, en particular del resonador utilizado.

La señal parte de un generador Tektronix AFG1022, y se inyecta en un amplificador de potencia Mini-Circuits ZHL-5W-1+. La salida de este dispositivo no es suficiente para alcanzar las tensiones requeridas para la trampa, es por esto que a la salida se coloca un resonador helicoidal, el cual fue diseñado por Rombola y Pietra [71], basándose en los trabajos de Siverns et al. [79] y Pedrosa-Rodriguez [66].

Este elemento pasivo consiste fundamentalmente en un resonador RLC, el cual es excitado mediante un acople inductivo entre una antena (inductor principal) y el inductor secundario. Este tipo de dispositivo es en esencia un transformador, que permite elevar la tensión. Cabe destacar que la carga de este resonador se corresponde con el electrodo RF, que es principalmente una carga capacitiva.

Es importante notar que cada trampa va a requerir un resonador específicamente diseñado, para resonar a una frecuencia determinada. Esta frecuencia se elige por diseño o aproximación, en nuestro caso inicialmente se hicieron las simulaciones de una frecuencia de 6 MHz, debido a que daban rangos de tensiones aceptables para obtener frecuencias de confinamiento en el orden de las centenas de kHz para $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, ver sección 3.1.1.

En base a calcular una capacidad total de la trampa en unos 45 pF, se obtienen los planos representados en la Figura 32, donde se presenta una vista superior, dos laterales y una

isométrica extruida. En esta se puede apreciar, que el resonador se compone de seis partes principales: bobina primaria, bobina secundaria, cilindro, arandela, tapa superior y tapa inferior, las dimensiones de cada componente se presentan en la tabla 3, todos los elementos son de cobre y el espesor de la placa utilizada es de 2 mm.

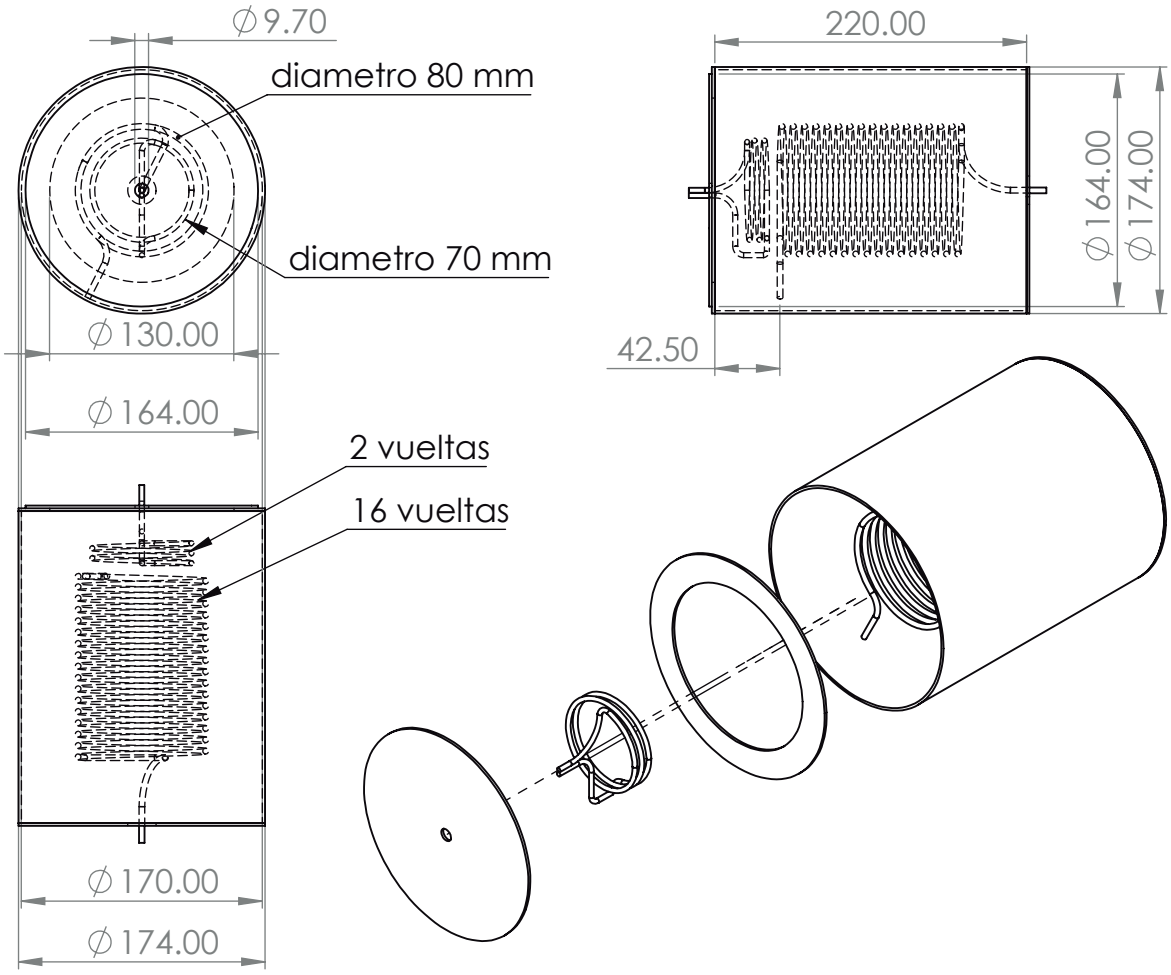

Figura 32: Planos del resonador construido. Se presenta una vista superior y dos laterales, cons transparencias para ver las bobinas internas. La vista isométrica se presenta extruida, para representar los seis componentes del resonador:bobina primaria, bobina secundaria, cilindro, arandela, tapa superior y tapa inferior (no visible debido a la perspectiva).

Elemento	Dimensiones
Bobina primaria	70 mm de diámetro, 2 vueltas y alambre de $3{,}5$ mm
Bobina secundaria	80 mm de diámetro, 16 vueltas y alambre de 4 mm
Cilindro	170 mm de diámetro y 220 mm de altura internos
Arandela	174 mm y 130 mm de diámetros
Tapa superior	164 mm de diámetro exterior y agujero central de $9{,}7$ mm (BNC)
Tapa inferior	174 mm de diámetro exterior y agujero central de 20 mm

Tabla 3: Dimensiones principales de las 6 piezas de cobre que componen el resonador. El espesor de la placa de cobre era de 2 mm.

Para la fabricación de la bobina central, se partió de un molde central impreso 3D, hecho con material plástico de ácido poliláctico (PLA), para poder guiar y fabricar el helicoide manteniendo el paso constante y a su vez permitiendo un agarre firme y robusto. De no ser así, cualquier vibración en el resonador modificaría las condiciones del sistema modificando la amplitud de la diferencia de potencial a la salida del circuito. A su vez, podría provocar cambios en la impedancia característica del sistema dañando el amplificador de potencia, debido a una onda reflejada en exceso.

En la Figura 33, se presenta el circuito equivalente eléctrico del resonador y su carga, que no está únicamente compuesta por la trampa en sí misma, sino que se ve afectada por las capacidades parásitas discutidas en la sección 3.2.1. En particular, este efecto se ve en la frecuencia de resonancia del sistema ($\omega_0 = 1/\sqrt{L_{eq}C_{eq}}$), con lo cual el desempeño real del resonador final varía respecto a su diseño original. La comparación entre los valores teóricos calculados y los resultados finales, se ve en la tabla 4.

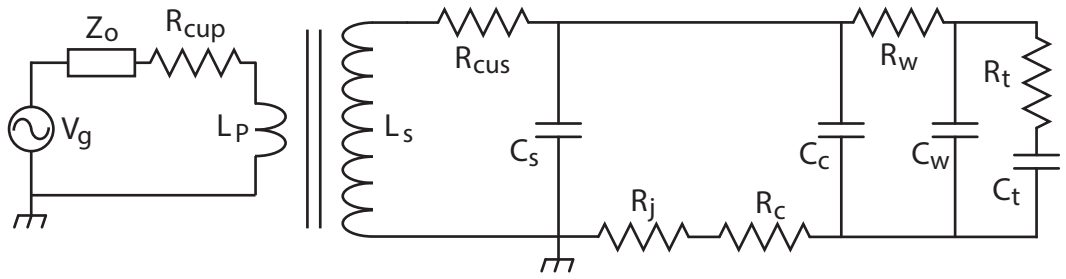

Figura 33: Circuito equivalente del resonador conectado a la carga un generador, donde V_g es la tensión a la salida del amplificador, $Z_o = 50$ es la impedancia de salida, R_{cup}, R_{cus}, L_p y L_s son las resistencias e inductancias de las bobinas primaria y secundaria respectivamente, C_s es la capacidad del secundario, R_c y C_c son la resistencia y capacidades asociadas al cilindro, R_w y C_w son las resistencias y capacidades parásitas asociadas al cableado y R_t y C_t son la resistencia y capacidad de la trampa, que incluyen todos los componentes parásitos.

	f_0	Q	V_{out}/V_{in}
Calculado	$6{,}02$ MHz	$1178{,}64$	$86{,}03$
Medido	$7{,}262$ MHz	$195{,}3$	$53{,}88$

Tabla 4: Comparación entre el modelo calculado (capacidad trampa 45 pF) y las mediciones finales de las frecuencias de resonancia (f_0), el factor Q y el cociente entre la tensión a la entrada del resonador V_{in} y la salida del mismo V_{out}.

La disminución en el Q del sistema, se debe a la presencia de resistencias parásitas. Esto no solo afecta la selectividad del filtro, sino la tensión a la salida como se puede ver en la misma tabla.

Cabe destacar que debido a las dimensiones que tiene el resonador, el mismo actúa como una masa térmica y los valores de resistencia, inductancia y capacidad varían con la temperatura. Es por esto, que antes de utilizar la trampa el sistema requiere un pre-calentado. Donde se prende durante algunas horas el sistema, hasta que alcanza un equilibrio térmico. De no hacerse este paso previo, el potencial que ven los iones se irá modificando hasta que se alcance el equilibrio y esto modifica los parámetros de estabilidad de la trampa (sección 2.2.

3.4.2. Línea de transmisión

El resonador se conecta a la trampa utilizando una línea de transmisión coaxial diseñada para tal fin. La misma consiste en un conductor central de 4 mm que se suelda directamente

a la salida de la bobina principal, y la parte externa es un cilindro de cobre de diámetro externo de $41{,}2$ mm y 1 mm de espesor. Se utiliza esta geometría para evitar que la RF se induzca sobre cables y dispositivos aledaños, ya que la parte externa actúa como una jaula de Faraday.

Para sostener el conductor central en el centro del cilindro, se diseñaron soportes de plástico como la que se ve en la Figura 34 a). Estas piezas dan soporte mecánico y evitan vibraciones en el conductor. El cilindro externo cuenta con dos ventanas de acceso, una para acceder a la conexión con la bobina del resonador y la otra para permitir conectar el resonador al *feedthrough* de la cámara de vació. Para permitir otras conexiones utilizando el mismo puerto de entrada, se perfora el costado del cilindro y se le agrega una caja de zamak, que contiene las entradas de las tensiones continuas que alimentaran a los endcaps. Esta caja se ve en la Figura 34 b), al costado de la línea y cerca de la cámara de vacío.

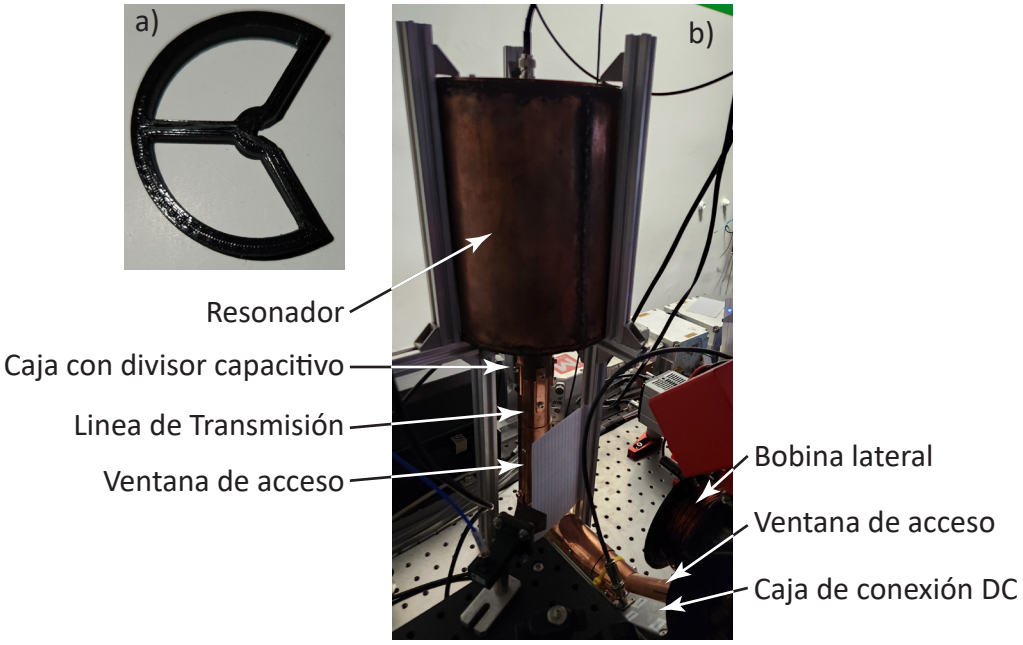

Figura 34: Imágenes referidas a la línea de transmisión diseñada para imponer la diferencia de potencial a la salida del resonador, en la entrada de la cámara de vacío. a) Soporte utilizado dentro de la línea para sostener el cable de 4 mm que transmite la señal de radio frecuencia. b) Montaje final del resonador, donde se puede ver la caja que contiene el divisor capacitivo, la línea de transmisión (tubo de cobre), las ventanas de acceso para hacer los conexionados pertinentes y la caja que contiene las conexiones de los endcaps.

Los contactos entre el conductor central, la bobina y el *feedthrough* se hace soldando con estaño directamente. Se había intentado utilizar un barril para permitir un conexionado más sencillo, sin embargo los barriles aumentaban la resistencia parásita del sistema empeorando el Q del mismo.

3.4.3. Medición de amplitud señal RF

Para determinar la amplitud de la tensión a la salida del resonador, se incorpora un divisor capacitivo, debido a que las amplitudes del orden de centenas de volts no pueden ser impuestas directamente a un osciloscopio, sino que deben ser atenuadas previamente. Un divisor capacitivo, es un divisor de impedancias que permite medir la tensión, presenta la ventaja de no tener un gran componente resistivo que afectaría al Q del sistema RLC. El agregado de capacidad que presenta es mínimo y afecta únicamente la frecuencia de resonancia del sistema.

En la Figura 35, se presenta el divisor utilizado. El mismo se compone de dos capacitores, el primero se lleva a cabo utilizando una sección de cable coaxial RG-213. Donde el conductor central se conecta a la salida del resonador y la malla externa se conecta al conductor central de otro cable coaxial RG58, el cual se conecta directamente al osciloscopio utilizado, que tiene una capacidad propia (C_{in}) de 20 pF. De esta forma el primer capacitor del divisor se conforma entre el conductor central y la malla, y el segundo capacitor se forma entre el paralelo dado por la capacidad del cable RG58 y la capacidad a la entrada del osciloscopio.

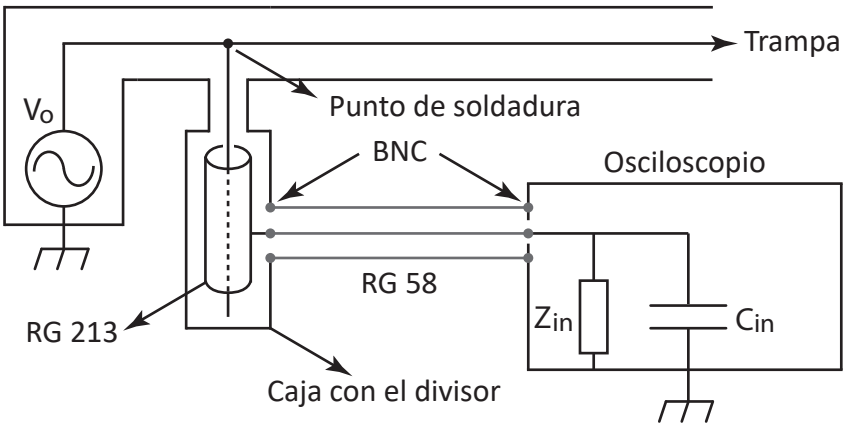

Figura 35: Esquematico representando la interconexión del divisor capacitivo. El primer capacitor esta conformado por el coaxial RG-213 y el segundo por el RG58, de esta manera se puede visualizar la señal proporcional a la salida del resonador (V_o), en el osciloscopio, cuya impedancia de entrada Z_{in} y C_{in}, son parte del divisor capacitivo. Nótese que alrededor de las líneas que se corresponden con la señal, siempre hay un conductor aterrizado, este conductor se compone por el cilindro del resonador, el tubo de la línea de transmisión, la caja donde se encuentra el RG-213, la malla exterior del RG58 y el chasis del osciloscopio. Con esta configuración se minimiza la emisión de radio frecuencia ocasionada por la señal oscilante en el conductor que va a la trampa.

La utilidad de este método radica en la evaluación de la ecuación que determina la ten-

sión a la salida de un divisor de impedancias, que se presenta a continuación:

$$V_{out} = V_{in} \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \tag{16}$$

donde V_{out} es la tensión a la salida del divisior, V_{in} es la tensión a la entrada y Z_1 y Z_2 son las impedancias utilizadas. En este caso las impedancias son consideradas puramente capacitivas, por lo tanto se tiene que $Z_1 = 1/(j\omega C_1)$ y $Z_2 = 1/(j\omega C_2)$. En este caso C_1 es la capacidad dada por el cable RG-213 y C_2 se asocia al cable coaxial de RG58 sumada a la capacidad de entrada del osciloscopio.

Las capacidades de los cables coaxiales se especifican en términos de capacidad por metro, ya que las mismas son consideradas perfectamente homogéneas y la capacidad está uniformemente distribuida a lo largo de la misma.

Por lo tanto, $C_1 = l_{RG-213} C_{RG-213}$ y $C_2 = l_{RG58} C_{RG58}$, donde l representa el largo del cable utilizado y $C_{RG-2130} = C_{RG58} = 101$ pf/m [37, 36]. Si se combina la ecuación 16, con las definiciones previamente dadas, se obtiene:

$$V_{out} = V_{in} \frac{\frac{1}{j\omega C_2}}{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2}} = V_{in} \frac{C_1}{C_1 + C_2} \tag{17}$$

De esta forma, se ve que al realizar un divisor capacitivo con cables coaxiales, se puede variar la atenuación en función de la relación de las capacidades. En este caso se opta por dejar C_1 fijo y C_2 es modificado variando el largo del cable RG58. Es importante tomar en cuenta, que existen otras capacidades parásitas no consideradas en el análisis anterior que van a afectar a C_2, en particular la asociada con los conectores BNC utilizados. C_1 se coloca dentro de una caja de metal, directamente conectada al chasis (carcasa externa) del resonador, ya que todo conductor a la salida del resonador que no este rodeado de una jaula de Faraday se puede considerar como una antena, emitiendo a la frecuencia de la trampa y se puede inducir en cables y dispositivos externos. Por esto, se utilizan conectores BNC para conectar los cables RG58 y evitar la emisión espúrea de radiofrecuencia.

Los cables utilizados, no son considerados como líneas de transmisión debido a que la longitud de onda utilizada (aproximadamente 40 metros), es mucho mayor al largo de los mismos. Esto permite que la capacidad distribuida a lo largo del cable, se pueda entender como un parámetro concentrado [8].

Para medir la amplitud a la salida, se utiliza un cable de RG58 de 1 m que determina una atenuación de 114 veces, la cual es medida a través de imponer una tensión conocida en el divisor y evaluando la atenuación conseguida. Se colocó un generador de radiofrecuencia

directamente a la salida de la bobina secundaria (la primara estaba desconectada), se asume que el resonador en sí no afectaba la amplitud de la señal impuesta. Luego, se prueban distintos cables conectándolos al mismo osciloscopio que va a ser utilizado para supervisar la amplitud de la tensión, de esta forma se mide la amplitud obtenida a la salida y se toma la relación respecto a la señal impuesta por el generador, para obtener la atenuación correspondiente. La ventaja de hacer esta medición con el mismo instrumental que va a ser utilizado posteriormente, es que se garantiza que cualquier efecto parásito como puede ser del cable o la entrada del osciloscopio, atenuaciones debido al cable o al ancho de banda del sistema, se encuentran contempladas dentro de la atenuación caracterizada.

Finalmente, la señal a la salida del resonador puede es medida con un osciloscopio TBS 1120B, que da información de la amplitud y la posible presencia de algún ruido inducido. Para la utilización del resonador, se debe considerar que el agregado del divisor capacitivo, modifica ligeramente la frecuencia de resonancia del sistema al presentar una carga reactiva. Por lo tanto, para mantener una frecuencia constante, siempre se debe usar el mismo cable y osciloscopio.

3.4.4. Adaptación de impedancias

El resonador se diseña y fabrica considerando una carga capacitiva particular y una frecuencia de resonancia deseada. Como se mencionó previamente, la implementación final se aleja ligeramente del desempeño real del dispositivo. Sin embargo, se debe tener en consideración que el resonador tiene un cierto proceso de sintonización para mejorar el desempeño del mismo.

Este proceso, consiste en ajustar la bobina que hace de antena emisora. La modificación radica en aumentar o reducir ligeramente el espaciado entre las espiras, a la vez que se busca poder variar la cercanía entre las dos bobinas. De esta forma, se modifica la capacidad e inductancia de la antena y el acoplamiento a la bobina principal, todos estos parámetros repercuten en la frecuencia de resonancia del sistema y en particular, en la impedancia que presenta el circuito resonante al considerarlo como una carga.

Debido a que se utiliza el estándar de radiofrecuencia, el generador, el amplificador y las líneas de transmisión son de 50 . Por lo tanto, la mejor adaptación de impedancias se da cuando la impedancia que presenta el resonador es de 50 . En este punto se da la máxima transferencia de potencia y de esta forma, se obtiene la menor tensión reflejada posible.

La modificación de la antena se hace midiendo la impedancia utilizando un analizador de redes, hasta que se llega a que la frecuencia de resonancia se aproxima a la esperada por diseño.

Una vez que el resonador se conecta al divisor capacitivo y a la trampa (a través de la línea de transmisión), los parámetros de resonancia se vuelven a modificar ligeramente. Modificar la antena del resonador no es trivial, por eso se opta por utilizar un medidor del cociente de onda estacionaria (SWR) o rohimetro. Este instrumento cuantifica la potencia incidente y la reflejada, minimizando la segunda se obtiene la mejor adaptación de impedancias. Este dispositivo se coloca entre el amplificador de potencia y el resonador, y desde el generador se modifica la frecuencia para minimizar la reflejada. De esta forma, se llega a que la frecuencia de uso de la trampa es de $7{,}2628$ MHz.

3.4.5. Estabilidad de la señal RF

Se lleva a cabo una medición del desvío de Allan, para caracterizar la estabilidad en frecuencia de todo el sistema que se encarga del potencial dinámico en la trampa de cuchillas. La duración de está medición era mayor a dos horas, para determinar la estabilidad a largo plazo y tomar en cuenta la posible influencia de la temperatura ambiente en la estabilidad. Como el laboratorio tiene un sistema de refrigeración central, los desplazamientos térmicos suelen ser corregidos, pero no teníamos información medida acerca de este efecto en el resonador.

En la Figura 36, se puede ver la variación de frecuencia en función del tiempo, donde se aprecian las secciones donde no se obtuvieron mediciones. También se observa que luego de dos horas de medición la frecuencia se modificó en $0{,}4$ Hz, que es un buen indicador de estabilidad en frecuencia. En este mismo gráfico se ve que la medición se ve interrumpida y no se obtuvieron mediciones continuas, esto es debido a un error en la configuración del disparador de la medición, que repercute en la pérdida de información intermedia.

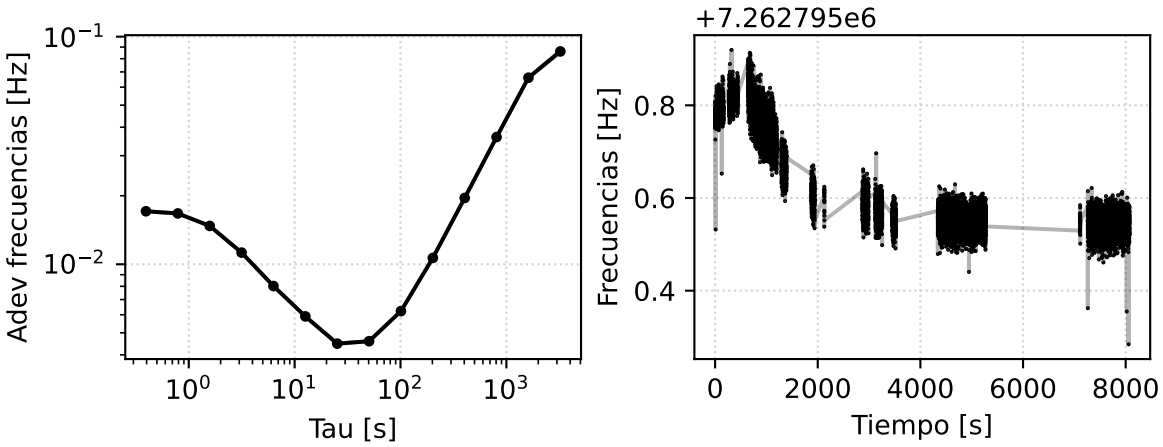

Figura 36: Análisis de estabilidad de frecuencia. A la izquierda se presenta el desvío de Allan, en base a mediciones de frecuencia hechas a la salida del divisor capacitivo. A la derecha se encuentra la medición de frecuencia en función del tiempo, notese la presencia de huecos en los datos, debido a una incorrecta configuración del disparador del frecuencímetro.

Se presenta en la Figura 36 el desvío de Allan, calculado utilizando *Overlaping Allan Deviation*, que en principio debería ser resistente a la presencia de huecos en los datos [68]. Vemos que el desvío obtenido es mínimo y cuenta con una pendiente descendente asociada a ruido aleatorio en el sistema y pasado el periodo de estabilidad, tiene una rápida pendiente ascendente, que es en esencia la deriva del generador de frecuencias. Cabe destacar, que los extremos tienen pendientes anómalas y se considera que es debido a la gran presencia de huecos en la medición, que se corresponden con el 37 % del total de datos registrados [33, 69]. De esta forma, este análisis se ve viciado por los errores en la medición y por lo tanto, debe ser evaluado con sumo cuidado.

3.4.6. Campo magnético

La utilización de un campo magnético bien definido (en magnitud y dirección) es importante para romper la degeneración de la estructura hiperfina del $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$. A su vez, permite orientar la polarización de los láseres respecto a una referencia que sea práctica para los experimentos que se desarrollan.

En este caso, el eje del campo magnético se define como perpendicular al eje axial de la trampa y a la mesa óptica sobre la que se apoya la cámara de vacío. Para definir este campo magnético se utilizan imanes permanentes, que están hechos de Samario-Cobalto y tienen una dimensión de 6 mm de diámetro y 10 mm de alto (magnetización estimada de unos 1200 $\mathrm{kA/m}$). Estos imanes se ubican en dos anillos, como se pueden ver en la Figura 37,

colocados por encima y por debajo de la cámara de vacio. El anillo superior cuenta con 30 imanes y el anillo inferior 20.

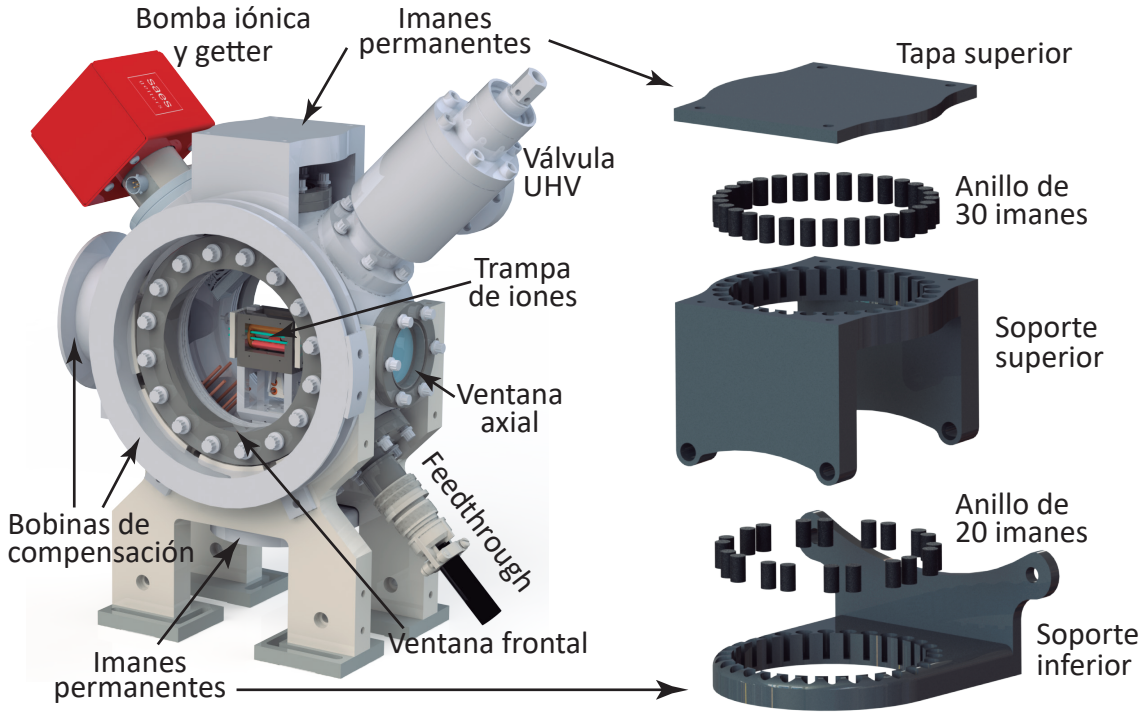

Figura 37: Vista 3D de la cámara de vacío con la trampa de iones en su interior, junto con una vista explotada de los soportes de los imanes, que contienen 30 y 20 imanes permanentes cada uno, ambos soportes son concentricos con el centro de la trampa.

La separación entre estos anillos concéntricos, es de 250 mm y todos los imanes están orientados en el mismo sentido. El campo magnético resultante se puede ver en la Figura 38, que presenta el resultado de una simulación hecha mediante elementos finitos. Ambas imágenes representan el mismo campo, a diferentes escalas espaciales y rangos de evaluación. Es notable la presencia de mínimos a ambos lados de cada anillo (representados en a) como dos rectángulo), lo que implica que esta configuración no se puede utilizar cerca de la trampa, estos resultados son consistentes con evaluaciones similares en otras trampas de iones [73], y marcan una notable diferencia con las bobinas que no tienen este efecto.

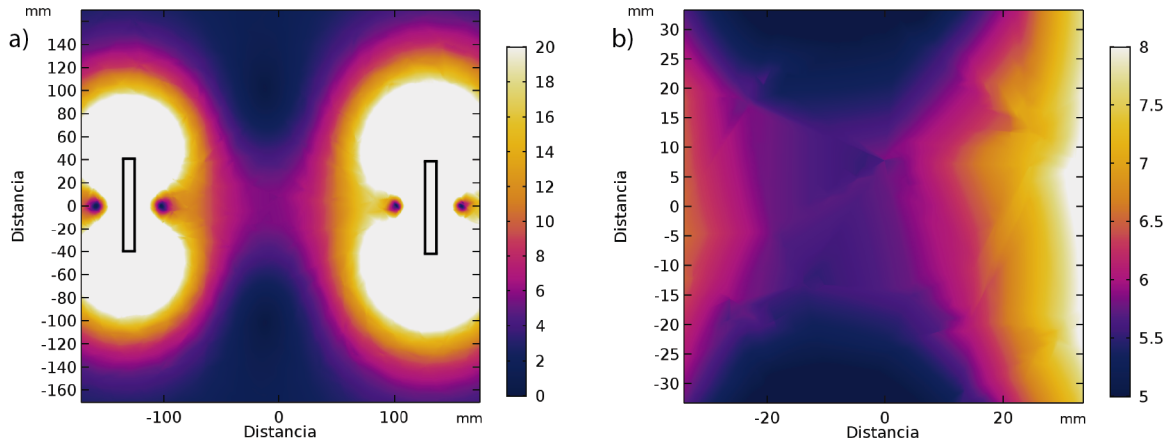

Figura 38: Campo magnético en Gauss [G] simulado, mediante elementos finitos, generado por los dos anillos de imanes en los extremos de la trampa. a) se ve el campo magnético total, visto de lejos, donde los rectángulos representan la posición y dimensiones de ambos anillos. b) expansión en la zona aledaña a la trampa, nótese el cambio de rango en la escala.

Conjuntamente con los anillos se genera un campo magnético, que no es exactamente en la dirección deseada. Para ajustar este campo en la vecindad de la trampa, se agregan dos bobinas auxiliares. Estas bobinas se ven en la Figura 37 y una está ubicada en la parte frontal de la trampa y la otra está colocada axialmente, las dimensiones se encuentran en la tabla 5. Las bobinas y los anillos, están aproximadamente centradas en la trampa de iones. Con estos tres ejes perpendiculares se puede definir y ajustar la dirección del campo magnético.

Bobina	Radio interno [mm]	Cantidad de vueltas	Diámetro cable [mm]	Campo magnético medido a 10 cm [$\mu\mathrm{T/A}$]
Lateral	$38{,}5$	100	$0{,}7$	36
Frontal	84	30	$0{,}7$	34

Tabla 5: Dimensiones y mediciones principales de las bobinas utilizadas para compensar el campo magnético en el centro de la trampa.

Cada una de las bobinas está conectada a una fuente de corriente continua (Keithley 2231A-30-3) y el campo magnético que generan puede ser variado en función de la corriente que se inyecta. Con lo cual se tienen dos ejes variables para compensar los campos magnéticos espurios. Esta compensación se hace a través de un proceso de calibración y ajuste, utilizando iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, en la siguiente sub-sección se presenta como se lleva a cabo este procedimiento.

3.4.7. Calibración del campo magnético

El procedimiento se establece en función de las herramientas que se tienen disponibles, cabe destacar que la calibración y ajuste se lleva a cabo para ajustar la dirección del campo magnético en el centro de la trampa. Con lo cual se requiere poder monitorear este efecto, de manera de poder hacer los ajustes pertinentes. Como es de esperar, no se puede colocar un medidor de campo en el centro de la trampa, porque la misma ya se encuentra en vacio y a su vez, es en este centro donde se van a atrapar los iones.

La mejor manera que hallamos para hacer el ajuste, es justamente utilizar iones atrapados. Para este procedimiento se necesita una cadena de iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, ya atrapados y enfriados. En la sección 2.4.1 se menciona que en la estructura del $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, se encuentra un nivel - $^{2}D_{3/2}$ - que tiene cuatro proyecciones de spin diferentes: $\pm 3/2$ y $\pm 1/2$. A su vez, la transición $^{2}D_{3/2} \rightarrow {}^{3}[3/2]_{1/2}$, es excitada por el láser de rebombeo de 935 nm, pero el nivel $^{3}[3/2]_{1/2}$, tiene solamente las proyecciones $\pm 1/2$, de esta forma si el láser de 935 nm tiene únicamente polarización π, los niveles $^{2}D_{3/2}|\mathrm{m} = \pm 3/2\rangle$ nunca van a ser despoblados.

Con lo cual, si el láser tiene una polarización lineal y bien definida como paralela al campo magnético, los iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ se van a un estado considerado oscuro. Este estado se llama así, debido a que solamente puede decaer espontáneamente al nivel $^{2}\mathrm{S}_{1/2}$ con un tiempo de vida de $52{,}7$ ms. Si el láser de rebombeo tiene un mínimo componente en σ_{-} o en σ_{+}, el estado es rápidamente despoblado y los iones son visibles.

Esta señal (o su ausencia) es lo que usamos para llevar a cabo el ajuste del campo magnético. En primer lugar garantizamos que el láser de 935 nm esté linealmente polarizado y su orientación sea perpendicular a la mesa óptica. Para esto se utiliza un cubo polarizante y una lámina de media onda. Luego se monitorea la fluoresencia de los iones, mientras se aumenta la corriente que circula por las bobinas. Este es un proceso iterativo en donde lo que se busca es minimizar la fluorescencia de los iones, cuando se llega a una correcta compensación de los campos espurios, los iones dejan de ser visibles. Si se rota la polarización del 935 nm, y los mismos vuelven a ser visibles, el estado oscuro se debió pura y exclusivamente a que el campo magnético era paralelo a la polarización del láser.

Este proceso debe ser repetido unas tres o cuatro veces el primer día de la calibración, esto se debe a que las bobinas se calientan con la corriente circulante, lo modifica su resistencia con el tiempo y por lo tanto, altera la corriente que circula, modificando el campo magnético. Si se repite el procedimiento, se converge a un punto estable y el mismo se va a

mantener de esta manera siempre y cuando las bobinas tengan la misma temperatura. Para evitar inconsistencias en los experimentos, las bobinas siempre se mantenían con la misma corriente de trabajo circulando.

3.4.8. Microondas

Las microondas de $12{,}6$ GHz son utilizadas para excitar la transición entre los niveles $\mathrm{F} = 0$ y $\mathrm{F} = 1$, del nivel $^2\mathrm{S}_{1/2}$ correspondiente al isótopo $^{171}\mathrm{Yb}^+$. Esta transición es importante para la fluoresencia del ion y también, es fundamental para la preparación de estados. Esta microonda ha sido medida con gran precisión y es un candidato para un estándar de frecuencia [64], pero sin los beneficios que tendría un reloj atómico óptico.

Para poder llevar a cabo experimentos pulsados, es requerido que la microonda se pueda prender y apagar rápidamente, en el orden de los nano o a lo sumo micro segundos. Para cumplir este requisito se utiliza un mezclador de radio frecuencia, en el cual se coloca un generador de microondas fijo en el terminal correspondiente al oscilador local y otro generador de radio frecuencia variable en la terminal intermedia. Esta combinación permite sintonizar la microonda generada e interrumpirla en los tiempos característicos requeridos, a continuación ahondaremos en los detalles de funcionamiento del mezclador y los generadores utilizados.

El mezclador es un elemento pasivo, que permite multiplicar señales y obtener la resultante a la salida del dispositivo. La configuración que utiliza es llamada modulador de anillo, que consiste en un transformador y cuatro diodos [84], que posee tres terminales: IF (frecuencia intermedia), LO (oscilador local) y RF (radio frecuencia). Estos tres terminales se pueden utilizar en distintas configuraciones, pero en nuestro caso se optó por la configuración de conversión ascendente.

La conversión ascendente consiste en inyectar una señal de microondas en el terminal del LO y una señal de radio frecuencia en IF, el resultado es que en la salida RF, se obtiene una multiplicación de ambas señales. El resultado de la multiplicación es el que se ve en la siguiente ecuación:

$$\sin(f_{LO})\sin(f_{IF}) = \frac{1}{2}[\cos(f_{LO} - f_{IF}) + \cos(f_{LO} + f_{IF})] \tag{18}$$

donde u es la frecuencia de la señal impuesta en el LO y f_{IF} es la correspondiente a la del terminal IF. Se puede ver que a la salida, se van a tener dos señales cosenoidales de menor

amplitud y cuya frecuencia son la suma y resta de las frecuencias previamente mencionadas. De esta forma, se obtiene que en la salida se van a tener dos bandas laterales - $\pm f_{IF}$ - respecto a una frecuencia central f_{LO}.

La idea de nuestra configuración es sintonizar la transición buscada a una de estas bandas y utilizar un generador de radio frecuencia que tenga incorporado un interruptor rápido -prendido y apagado en el orden de la veintena de nano segundos- y de esta manera, cuando se apaga la señal impuesta en el IF, la salida del terminal RF se ve interrumpida y en principio no debería haber ninguna señal presente. Este método permite que el generador de microondas tenga un prendido y apagado lento (no es importante a los experimentos) y a su vez, que la frecuencia de emisión del mismo no tenga una gran resolución, ya que se puede sintonizar utilizando el generador de radio frecuencia.

Los generadores de microondas y los interruptores rápidos para estas frecuencias suelen ser elementos costosos, pero gracias a la técnica mencionada previamente, se optó por utilizar un circuito integrado generador de microondas. El ADF5356 es fabricado por Analog Devices y permite la generación de microondas hasta $13{,}6$ GHz, para su utilización se optó por usar una placa de evaluación provista por Analog Devices (EV-ADF5356SD1Z), que en conjunto con una placa auxiliar (EVAL-SDP-CS1Z), permite configurar y modificar los parámetros de emisión de la placa de evaluación, a través de un software que es utilizado en el sistema operativo Windows.

En la Figura 39, se puede ver un esquemático de las conexiones y partes utilizadas para la generación, amplificación y emisión de las microondas.

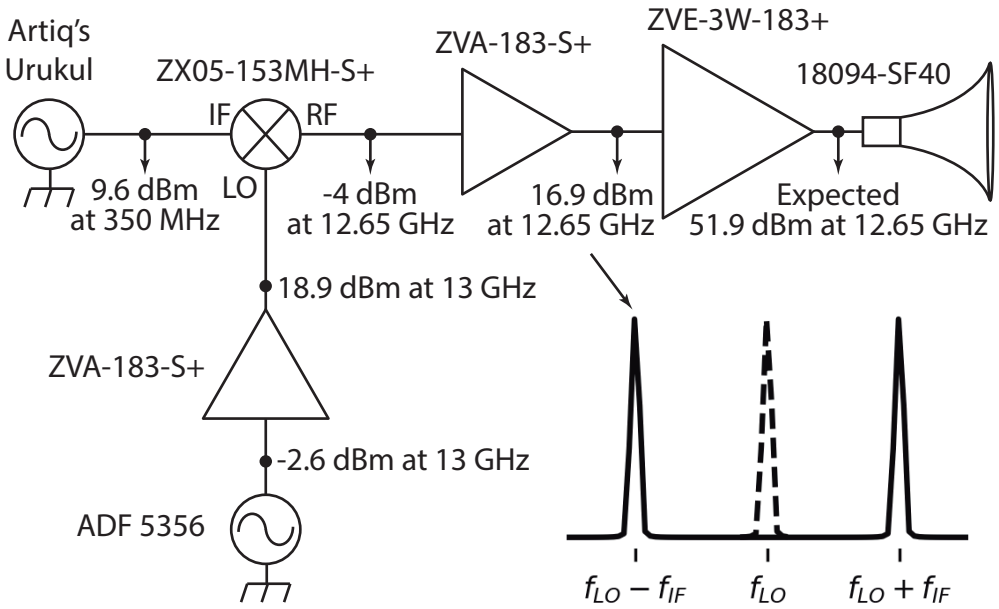

Figura 39: Esquemático del conexionado e instrumental utilizado para la generación, control, amplificación y emisión de las microondas. Las potencias medidas se evaluaron utilziando un analizador de espectro, HP 8563E y las magnitudes representadas ya toman en cuenta la pérdida de potencia en los cables utilizados. El espectro presentado se corresponde con el comportamiento real del mezclador, donde se tiene la presencia de las bandas laterales ($f_{LO} \pm f_{IF}$) en conjunto con la frecuencia de oscilador local (f_{LO}).

Cabe destacar que el mezclador utilizado (Mini-Circuits ZX05-153MH-S+), es un elemento pasivo y la linealidad de su funcionamiento depende del nivel de señal que hay presente en el terminal LO. La salida del ADF5356, es de $-2{,}6$ dBm en 13 GHz, nivel que fue insuficiente para lograr un buen desempeño del mezclador. El nivel de salida no era lineal con la amplitud de entrada en LO, para evitar esta problemática se agrega el preamplificador (Mini-Circuits ZVA-183-S+) antes del terminal LO. Con la amplitud obtenida a la salida del mismo ($18{,}9$ dBm), el mezclador se comporta linealmente.

El generador de radio frecuencia es el modulo Urukul para la Artiq (ver sección 3.7.1), basado en el integrado AD9910. Este modulo incorpora a su salida un interruptor que tiene un tiempo de prendido de unos 100 ns [42]. Este intervalo es más que suficiente para los experimentos evaluados.

Luego del mezclador, se colocan dos etapas de amplificación (pre:ZVA-183-S+ y ZVE-3W-183+), esto es requerido por que a la salida del mezclador la señal de interés se ve atenuada y es deseable tener la posibilidad de tener la máxima amplitud de salida de la microonda, por lo tanto se busca maximizar la entrada al amplificador de 3W, utilizando el preamplificador. Esto da libertad para elegir la distancia y el lugar donde se va a colocar la última etapa, que

es el adaptador de coaxial a aire (Flann 18094-SF40), que en conjunto con una bocina de bronce son los que terminan emitiendo la microonda hacia el centro de la trampa.

Las líneas de transmisión utilizadas para interconectar los distintos elementos de la Figura 39, fueron coaxiales semirigidas (Mini-Circuits 086-36SM+ y 086-10SM+) que permitieron disminuir la atenuación entre etapas. Esta disminución era de $3{,}5$ dB y $1{,}5$ dB, dependiendo del largo del cable utilizado y todas las magnitudes representadas en la Figura 39, contemplan estas atenuaciones. Las mediciones se efectuaron usando un analizador de espectro (HP 8563E) y la última medición no se obtuvo directamente, sino que se obtuvo a través de la ganancia del último amplificador (35 dB).

Una aclaración final respecto al funcionamiento de la generación, amplificación y emisión de las microondas, es que el mezclador utilizado se comporta como fue descrito previamente en caso de que sea ideal. Un mezclador real tiene una pérdida entre los terminales LO y RF, con lo cual el espectro a la salida RF, no contiene únicamente las bandas laterales, sino que la portadora está presente. Se seleccionaron las frecuencias de los generadores para evitar que esto traiga la excitación no deliberada de alguna transición en los isotopos utilizados.

3.4.9. Estabilidad de microondas

La estabilidad del sistema de microondas fue evaluada midiendo el desvío de Allan del generador de RF (salida de la Urukul del Artiq) y del generador de microondas (ADF5356). En la Figura 40, se puede ver el desvío medido y la frecuencia medida en función del tiempo para la salida RF. La medición se hizo durante 20 minutos y la deriva en frecuencia fue de $1{,}5$ Hz en el rango de tiempo estudiado y se muestra en el desvío, que para intervalos de tiempo menores a 10 segundos la inestabilidad se da debido al ruido (pendiente descendiente en el desvío en función del periodo integrado) y luego pasa a estar relacionada con la deriva propia del generador.

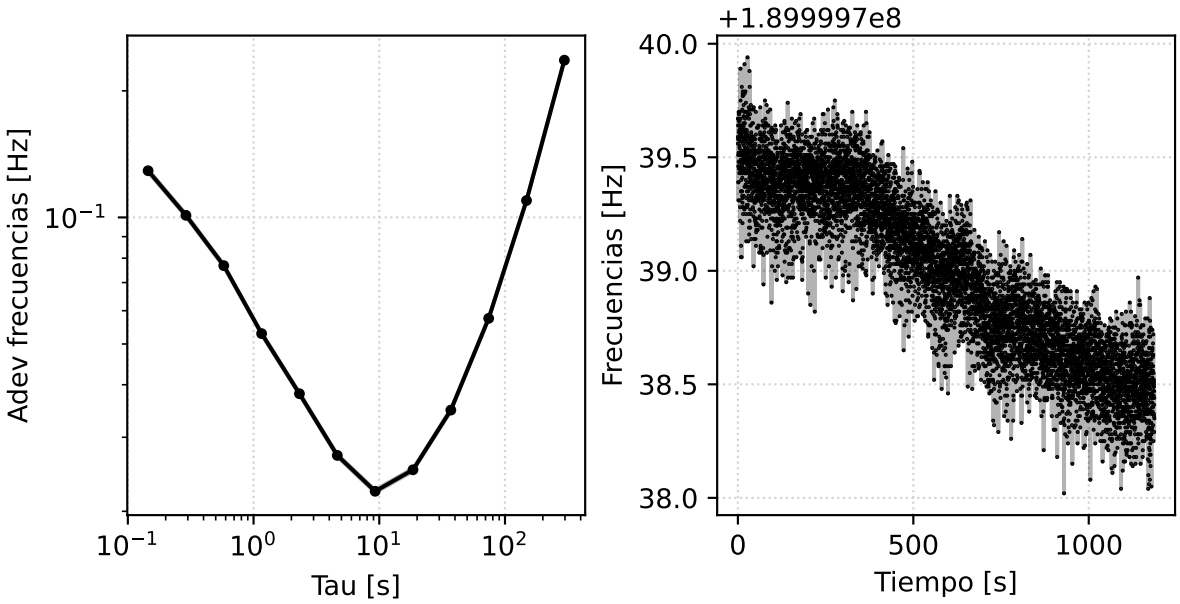

Figura 40: Desvío de Allan y frecuencia en función del tiempo de una salida RF del sistema Artiq (Urukul). El desvío presenta una forma más bien tipica, donde a tiempos cortos se aprecia la influencia del ruido y a tiempos más largos, el desvío caracteriza la deriva en frecuencia del generador.

La evaluación del generador del microondas se puede apreciar en la Figura 41, donde nuevamente se ve el desvío de Allan y la variación de frecuencia en función del tiempo. En este caso se estudia un periodo de tiempo mayor de aproximadamente 80 minutos, en donde se perciben variaciones mayores a 25 Hz. Cabe destacar que en los primeros 500 segundos hay una deriva rápida de la frecuencia, donde varía unos 20 Hz respecto al inicio de la medición. El corrimiento casi permanente de la frecuencia de emisión en función del tiempo, se ve en el desvío de Allan, ya que la misma es una curva con pendiente ascendente durante prácticamente todos los periodos analizados. Esta inestabilidad puede ser una fuente de error en las mediciones pulsadas que se realizaron. Ya que si bien, una deriva de 40 mHz/s parece despreciable, la estabilidad en frecuencia es fundamental para mediciones como el espectro de Rabi(ver sección 4.4.3).

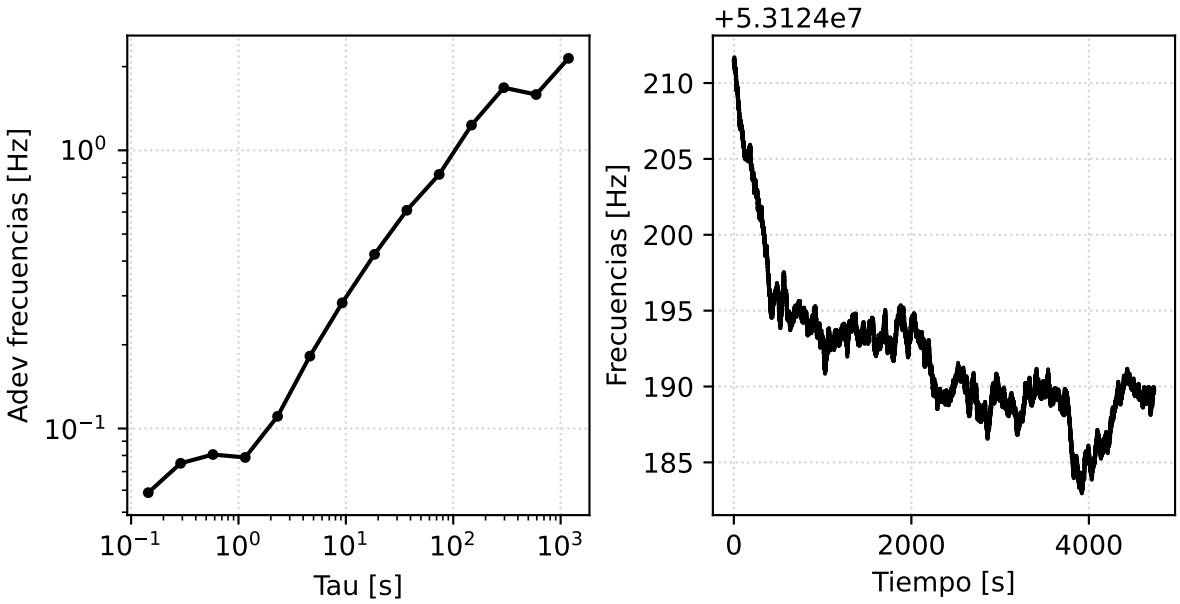

Figura 41: Desvío de Allan y frecuencia en función del tiempo de la salida del ADF5356. Se puede ver que el desvío presenta un comportamiento casi monotónicamente creciente y la frecuencia presenta variaciones a lo largo de todo el periodo estudiado.

Las mediciones se hicieron con el contador de frecuencia SR625, registrando los datos en una computadora que adquiría las muestras a través de la conexión serie del sistema. El contador cuenta con un reloj de Rubidio interno, que sirve para establecer de manera precisa la frecuencia medida y el período de tiempo estudiado. Debido a que la máxima frecuencia medible es de 2 GHz, no se pudo evaluar la salida del generador de microondas en el rango utilizado. Pero se llevó a cabo la medición utilizando una frecuencia de 53 MHz y la salida RFA+. Consideramos que la estabilidad no está atada a la frecuencia de emisión, sino al reloj interno del generador de microondas. Este no pudo ser reemplazado por uno con una precisión comprobada, debido a que se encontraba integrado en la placa de evaluación utilizada.

A modo de conclusión, se determina que el método de emisión de microondas es lo suficientemente estable para las mediciones que se buscan llevar a cabo, debido a que en más de una hora de estudio solamente se percibió una deriva de 25 Hz. Cabe destacar que solamente se evalúo la estabilidad en frecuencia, dada por los relojes de los generadores, pero no se hicieron las mismas evaluaciones respecto a la amplitud de la señal. Es importante destacar que el método de generación, sintonización e interrupción de esta señal, es puesto a prueba en las mediciones que se discutirán en la sección 4.4.2 y muestra que el sistema es lo suficientemente robusto como para evaluar oscilaciones coherentes del nivel

fundamental del $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$.

3.5. LÁSERES

En este capítulo se detallará la configuración y disposición de todos los elementos ópticos, y se especificaran los requerimientos de cada láser utilizado. Se presentaran fundamentalmente las características necesarias de cada láser para excitar las transiciones deseadas y en particular se ahondará en los métodos de estabilización.

3.5.1. 399 nm: Primer paso de Ionización

El atrapado parte de Iterbio presente en el horno, el cual es neutro y tiene tiene la forma de gránulos de material, cuya composición isotopica y abundancia, se encuentran especificados en la tabla 6:

Isotopo	168	170	171	172	173	174	176
Abundancia [$\%$]	$0{,}13$	$3{,}05$	$14{,}3$	$21{,}9$	$16{,}1$	$31{,}8$	$12{,}7$

Tabla 6: Abundancia de cada isótopo estable de iterbio[26]

De los isotopos previamente listados, los iones que utilizamos en este trabajo son $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ y $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. Con lo cual es necesario poder ionizar los isotopos neutros de manera selectiva. Para esto se utiliza la técnica de ionización en dos pasos, que consiste en utilizar dos láseres diferentes para remover un electrón de la última capa. La longitud de onda que se utiliza en el primer paso de la ionización, es lo que permite que la técnica sea selectiva[40].

El segundo paso de la ionización, se corresponde al láser de 369 nm, del cuál se dará una descripción más exhaustiva en la sección 3.5.3, pero es importante destacar que este láser también es usado para enfriar y detectar a los iones atrapados, es por esto que este láser está siempre prendido en el atrapado de cristales. De esta forma, el tiempo de exposición al primer paso de la ionización determinará el tamaño del cristal atrapado, ya que a la salida del horno se considera que hay una salida constante de vapor de iterbio neutro, de esta forma el tiempo de interacción entre el haz de particulas y el láser de 399 nm determina cuántos átomos se van a ver ionizados.

Con lo cual se requiere tener un control del tiempo de prendido del láser. Para controlar este parámetro se utiliza un obturador, sacado de una cámara de seguridad comercial, que cuenta con un pequeño motor incorporado. Para mejorar el desempeño de este sistema, se le coloca un puente H, que permite inyectar una corriente continua y cambiar rápidamente

el sentido de la misma, de esta forma se puede abrir y cerrar el obturador de manera rápida y controlada.

El puente H, toma la señal de control a través de un sistema que lo aisla galvanicamente a través del integrado ADuM5211 (Analog Devices), el cuál es un aislador y conversor de niveles TTL. Esta segunda funcionalidad era útil, ya que el puente H estaba pensado para un nivel de señal de control de 5 V y en principio se utilizaba una Raspberry Pi 3B+, cuyo nivel alto de tensión en el GPIO es de $3{,}3$ V. Con lo cual el mencionado integrado, protegía (al aislarlo) el microprocesador de la Raspberry y permitía utilizar un nivel de tensión diferente, lo cuál era muy beneficioso ya que evitaba cargar la fuente de alimentación de la Raspberry y se evita a su vez, la posible inducción de ruidos generados por el sistema de obturación.

Para mejorar el control del experimento, se optó por utilizar una de las salidas de la Artiq "Zotino"(ver sección 3.7.1), lo que permitía sincronizar el primer paso de la ionización con el resto de los pasos requeridos para atrapar $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ (ver sección 4.3.6). Se mantuvo el aislador y conversor TTL, debido a los beneficios de aislar las fuentes de tensión.

En principio se optó por no estabilizar este láser y simplemente ajustar la longitud de onda, cada vez que se quería atrapar una cadena o nube de iones. Sin embargo, la deriva del láser hacía poco práctico este enfoque, sobre todo en las etapas de caracterización iniciales que requerían atrapar constantemente, debido a inestabilidades en los parámetros y que a veces la medición misma implicaba la pérdida de lo atrapado.

La estabilización se hizo a través de un lazo de realimentación digital implementado en *Python* por C. Vlatko y A. Brigante[88]. En principio se monitorea la frecuencia del láser, utilizando el medidor de longitud de onda (ver sección 3.5.2), luego se compara esta lectura contra una frecuencia definida por la Figura 56, en base al isótopo que se quiere ionizar. En función de la diferencia, se procede a modificar la corriente de láser, en conjunto con la longitud de la cavidad extendida de la misma (la tensión del PZT que controla la cavidad es inversamente proporcional a la variación de la corriente del diodo). Se modifican estas dos variables al mismo tiempo, debido a que permite modificar la frecuencia de emisión del láser, evitando saltos de modo. De esta forma se ajusta permanentemente la frecuencia de emisión del láser y se la mantiene al rededor de la frecuencia previamente definida.

La resolución efectiva del medidor de longitud de onda de 5 MHz y el ruido en la lectura de 50 MHz (sección 3.5.2), fueron suficientes para obtener un primer paso de ionización repetible y esto se observó experimentalmente, al reducir drásticamente la cantidad de iones

oscuros que se atrapaban en una cadena y el tiempo de exposición requerido. A continuación se decribe más detalladamente este instrumento de medición y sus limitaciones.

3.5.2. Medidor de longitud de onda

Para medir la longitud de onda de los láseres, se utiliza un *wavemeter* de la marca HighFinesse, modelo ws-7. El cuál cuenta con un multiplexor/interruptor externo, que permite la medición de cuatro láseres en ”simultáneo”. Este interruptor, cambia la salida que va hacia el dispositivo de medición, con un intervalo de tiempo configurable, que usualmente es de entre 20 y 50 ms. De esta manera, se podían monitorear los cuatro láseres ya que el cambio entre una medición y la otra era prácticamente imperceptible.

El medidor utilizado tiene una exactitud absoluta de 600 MHz, que esta definición se corresponde con considerar un intervalo de confianza del 99 %. Si, bien este es un parámetro importante para el uso de los láseres, más importante aún era la resolución y la estabilidad temporal del láser. La resolución a la que permite acceder el medidor es menor a 5 MHz, que se obtiene a través de interrogar al dispositivo mediante *Python*. La lectura ofrecida por el programa provisto por el fabricante, era de 100 MHz.

Respecto a la estabilidad en el tiempo, el trabajo realizado por C. Vlatko y A. Brigante[88], evalúa el desempeño del dispositivo, midiendo a lo largo de tres horas y media un láser de 397 nm, el cuál se encontraba estabilizado mediante la técnica de Pound-Drever-Hall [2]. Este láser testigo tiene una deriva de hasta 1 MHz en el periodo estudiado. En la Figura 42, se presenta el resultado de esta medición y se encuentra que el medidor utilizado, tiene una dispersión de hasta 50 MHz (tomando en cuenta dos desvíos estándar respecto de la media).

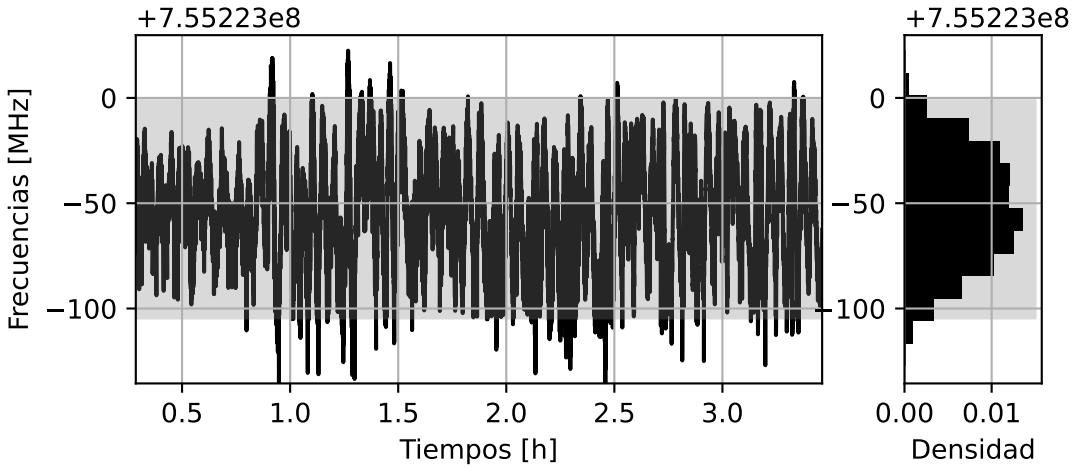

Figura 42: Medición de frecuencia de un láser estabilizado, cuya deriva es menor a 1 MHz. Se utiliza el medidor de longitud de onda, para medir la frecuencia del láser en función del tiempo. La zona sombreada representa dos desvíos estándar de la media, caracterizando una dispersión de aproximadamente ± 50 MHz. A la derecha se aprecia, un histograma representando la distribución de las frecuencias medidas. Imagen cortesía de las autoras[88].

Para el control de los láseres se puede implementar un lazo de control, basado en la lectura de la longitud de onda y una realimentación, para ajustar la longitud de onda de emisión en consecuencia. Sin embargo, la estabilidad del sistema a largo plazo, no permitió que se pueda utilizar este criterio para todos los láseres. Las transiciones de 369 y 935 nm del Yb, no pudieron ser estabilizadas de esta manera, debido a que la transición del 369 nm tiene un ancho de línea de $19{,}6$ MHz, con lo cuál una inestabilidad en la frecuencia de sintonización de 50 MHz implicaba que los iones pasaban de enfriarse a calentarse en intervalos de tiempo cortos. La transición de 935 nm corría con la misma suerte, por lo tanto se utilizó el medidor de longitud de onda para obtener una medición aproximada y luego se utiliza el método de estabilización a media franja, que será discutido posteriormente.

Otra deriva que se debe a tener en cuenta es respecto a la calibración del instrumento. La inexactitud observada era de aproximadamente 100 MHz de deriva por semana, esta medición se hacía midiendo en cuánto se movía la frecuencia de resonancia de la transición de 369 nm. Para ajustar el medidor, se utiliza una referencia interna que posee que es una lámpara de Neón, que demostró ser más que suficiente el realizar una calibración y ajuste antes del primer atrapado del día. La principal consecuencia de no ajustar periódicamente al dispositivo, radicaba en que no se podía atrapar el isótopo deseado, debido a que el primer paso se de la ionización se estabiliza y referencia a la lectura del medidor de longitud de onda (sección 3.5.1).

3.5.3. 369 nm: Segundo paso de ionización, Doppler y fluorescencia.

El láser de 369 nm cumple tres roles en el atrapado y enfriado de los iones. En primer lugar, consiste en el segundo paso de la ionización, en segunda y tercer instancia, este láser está sintonizado a la principal transición dipolar utilizada para hacer fluorescer y enfriar a los iones (ver sección 2.5). En esta sección abordaremos las características de este láser, los métodos de control sobre el mismo y el sistema de estabilización para mantenerlo sintonizado en frecuencia.

El segundo paso de ionzación, únicamente requiere que la longitud de onda sea menor a 394 nm[40]. Es decir, que utilizando en conjunto el láser de 399 nm y este segundo láser se ioniza un átomo neutro, ya que el segundo paso toma el átomo en el nivel $^1\mathrm{P}_1$ y lo lleva al continuo, con lo cuál queda un solo electrón en la última banda.

Debido a que solamente se requiere un láser menor a 394 nm, se utiliza la transición de 369 nm la cual se corresponde con la transición $^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}$, en la sección 2.4 se explica cómo esta transición puede ser utilizada para ver los iones y en la sección 2.5, cómo se la utiliza para enfriar el ion. Esta transición tiene un ancho de línea de $19{,}6$ MHz, con lo cuál, en principio el láser no requiere ser estabilizado. Sin embargo, experimentalmente se comprobó que la deriva de este láser hacía que requiera ser estabilizado en frecuencia.

El láser se compone de un diodo láser, en conjunto con una cavidad extendida. El montaje del diodo, su cavidad y los controladores de corriente, temperatura y tensión son fabricados por Toptica (MDL DL pro HP). Este es un sistema completo, que permite modificar los parámetros del láser a través de *Ethernet* y utilizando un programa propietario del fabricante para este conjunto de láseres. A su vez, permite estabilizarlos utilizando una señal externa. En este caso se utiliza una cavidad Fabry-Perot (FP), para obtener una señal de *lockeo* y utilizar la técnica de *side of fringe* y poder estabilizar en frecuencia el láser[75].

La cavidad FP se compone de dos espejos Eksma - uno plano y otro concavo - cuya reflectividad en la longitud de onda deseada es de $0{,}999$. Ambos se encuentran montados en un bloque de Zerodur, que es un material compuesto de cerámica y vidrio, cuya principal ventaja es que que tiene una baja expansión térmica. Esta característica es fundamental para una cavidad que va a repercutir en la estabilidad en frecuencia del láser, ya que cualquier cambio o deriva en el largo de la misma va a repercutir en una modificación de la frecuencia de emisión. Este bloque con los espejos está dentro de una cámara de vacío (1×10^{-5} mbar), con acceso óptico tanto a la entrada como a la salida de los espejos. Esto nos permitió acceder

a la transmisión de la cavidad, que es la señal que utilizamos como señal de error.

Uno de los espejos se encuentra directamente adherido al Zerodur, en cambio el otro se encuentra adherido a dos actuadores piezoeléctricos (PZT), los cuales se utilizan para barrer la cavidad o ajustar la longitud de la cavidad y modificar la frecuencia de emisión, usando una fuente de tensión continua. Hay presentes dos PZT porque tienen tamaños diferentes, lo que les da distintas sensibilidades, siendo uno más rápido y el otro más lento, debido a que tienen tamaños diferentes y el más grande, y lento, presenta una mayor capacidad. En este caso se utilizó el más rápido y se aterrizó el mayor, para evitar que ruidos inducidos afecten a la cavidad. La respuesta del PZT en la longitud de onda utilizada es de aproximadamente $7\,\mathrm{MHz/V}$. La cavidad tiene un largo de 10 cm (rango espectral libre de $1{,}5$ GHz) y una finesa medida en 397 nm de 1400, se estima que en la longitud de onda de interés se tiene una finesa similar.

La adquisición de la señal a la salida de las cavidades, no es trivial, ya que la longitud de onda a monitorear es de 369 nm. En este rango espectral, la mayoría de los fotodiodos (PD) no son extremadamente sensibles, por lo tanto se optó por utilizar el mejor del que disponíamos que es un Hamamatsu S 1226-BK, que tiene una responsividad medida de $0{,}14\,\mathrm{A/W}$ en 370 nm. Esta respuesta es insuficiente, debido a que la potencia incidente en el sensor era del orden de las centenas de microwatts, lo cuál genera una señal de decenas de microamperes. Aumentar la ganancia del amplificador de transimpedancia a la salida de PD, solamente empeoraba el ruido presente en el sistema. Se optó por llevar a cabo una segunda etapa de amplificación y filtrado, utilizando una RedPitaya (FPGA) programada como amplificador y filtro pasabajos. De esta forma, se obtenía una señal de unos 200 mV a la entrada del cabezal de Toptica.

En la Figura 43, se presenta un esquema del sistema de estabilización del láser. La ventana de entrada a las cámara de vacío, tiene un ligero ángulo que es para evitar que se forme una segunda cavidad entre las ventanas de acceso óptico.

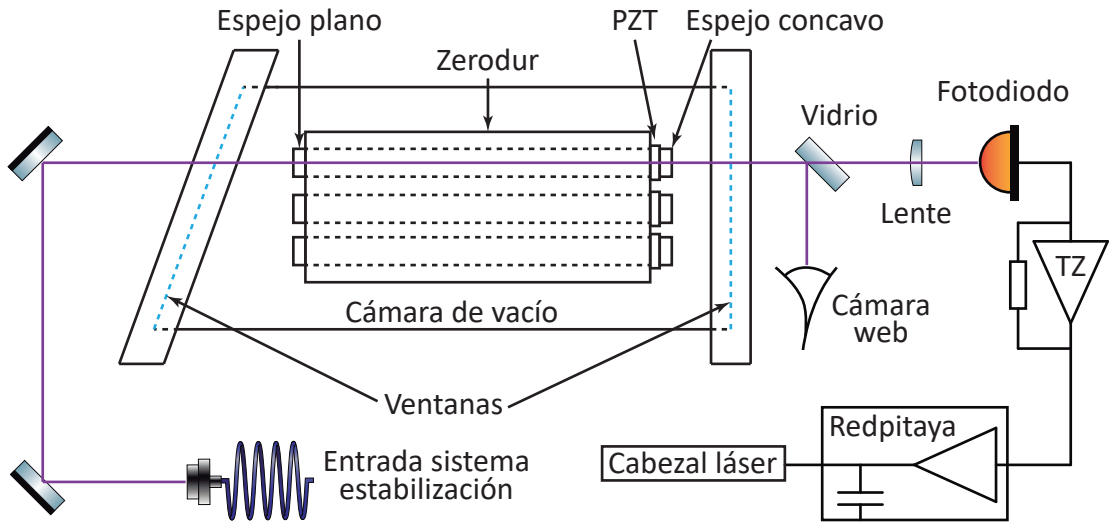

Figura 43: Configuración para la estabilización de los láseres, utilizando una cavidad FP. En este caso se representa únicamente la estabilización del láser UV, sin embargo en el bloque de Zerodur hay otras tres cavidades para otros láseres. La cavidad FP, está compuesta por un espejo plano y otro cóncavo, que tiene un largo ajustable en función de la tensión impuesta en el PZT. A la salida de la cavidad, se espera tener un modo Gaussiano, para lo cual se utilizan los dos espejos a la entrada para permitir la alineación. Las cavidades se encuentran en una cámara de vacío, con ventanas no paralelas para evitar una segunda cavidad. A la salida, se utiliza un vidrio para tomar una muestra del haz y visualizarla con una cámara web, de esta forma se puede ver que se tenga el modo correcto a la salida. La salida principal es enfocada en un fotodiodo, cuya señal es tomada por un amplificador de transimpedancia (TZ), que luego es ingresada a una RedPitaya para ser nuevamente amplificada y filtrada. Esta señal se inyecta en una de las entradas del cabezal Toptica, para llevar a cabo la estabilización de media franja.

Otro aspecto fundamental del control de este láser, es la necesidad de poder prenderlo y apagarlo y modificar su frecuencia en el orden de los microsegundos, estas necesidades surgen de los requerimientos de los experimentos pulsados y en particular, de las peculiaridades que presenta la estructura hiperfina del $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ (sección 2.4.2). Se utilizan moduladores acústo-ópticos (AOM) modelo I-M110-3C10BB-3-GH27 del fabricante Gooch and Housego, en configuración de pasaje doble. Los AOM utilizan un cristal de cuarzo y tienen una frecuencia de resonancia en 110 MHz.

Se utilizan dos AOM, para poder controlar cada rama de polarización independientemente en caso de ser requerido. Se utilizan cubos PBS para obtener dos polarizaciones perpendiculares, que son acopladas a una fibra que mantiene la polarización (PC.EC-200-P de Schäfter+Kirchhoff). Esta configuración tiene dos problemas, en primer lugar la polarización reflejada en un cubo PBS no es completamente vertical, sino que tiene un pequeño porcentaje de componente horizontal y a su vez, si bien la fibra es del tipo que mantiene la

polarización, si la alineación a la misma no es perfecta, se espera que a la salida de la fibra, haya una rotación leve de la polarización. Esto se debe al cambio del indice de refracción del medio, dado por cambios térmicos y vibraciones en la fibra[85].

Estas perturbaciones que ocasionan rotaciones en la polarización a la salida (e impurezas considerando un eje dado a la salida de la fibra), puede hacer que se de interferencia entre dos señales con polarizaciones perpendiculares y por lo tanto, imposible de que interfieran entre sí. Esta interferencia se ve como una variación de la potencia a la salida de la fibra, para evitarlo se aumenta en 100 kHz la frecuencia de un AOM de una polarización, respecto de la otra. De esta forma, se disminuyen drásticamente los efectos de la interferencia en los intervalos de visualización de los experimentos.

Finalmente se encuentra el requerimiento de poder excitar la transición correspondiente a $^2\mathrm{S}_{1/2}|F=1\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}|F=1\rangle$, para lo cual se utiliza un modulador electro-óptico (EOM) del fabricante Qubig, cuya frecuencia central de modulación es de $2{,}1$ GHz. Esta modulación es conducida por un generador y un amplificador, provistos por el mismo fabricante. Estos sistemas, tienen un tiempo de prendido y apagado lentos (orden de los mili segundos), con lo cuál se agrega un interruptor controlado por TTL (ZFSWA2-63DR+) cuyo tiempo de respuesta, permite disminuir el tiempo de prendido y apagado de la modulación al orden de las decenas de nanosegundos.

En la siguiente subsección, se plasma la configuración de la óptica de los láseres UV (369 y 399 nm).

3.5.4. Configuración de los láseres UV

En la Figura 44 se presenta la configuración de la praparación de los haces UV. Los láseres de 369 y 399 nm salen por fibra desde el cabezal de Toptica. Todas las fibras utilizadas mantienen la polarización.

Los AOM utilizados como interruptores rápidos, tienen la configuración de pasaje doble, que si bien tiene pérdida de potencia, mantiene la alieneación independientemente de la frecuencia con la que se excite al modulador.

El espejo dicroico cumple la función de sumar los haces de 369 y 399 nm, que se acoplan a la misma salida para ir a la etapa previa a la entrada de la trampa.

Las polarizaciones representadas no contemplan la no idealidad de los cubos PBS utilizados.

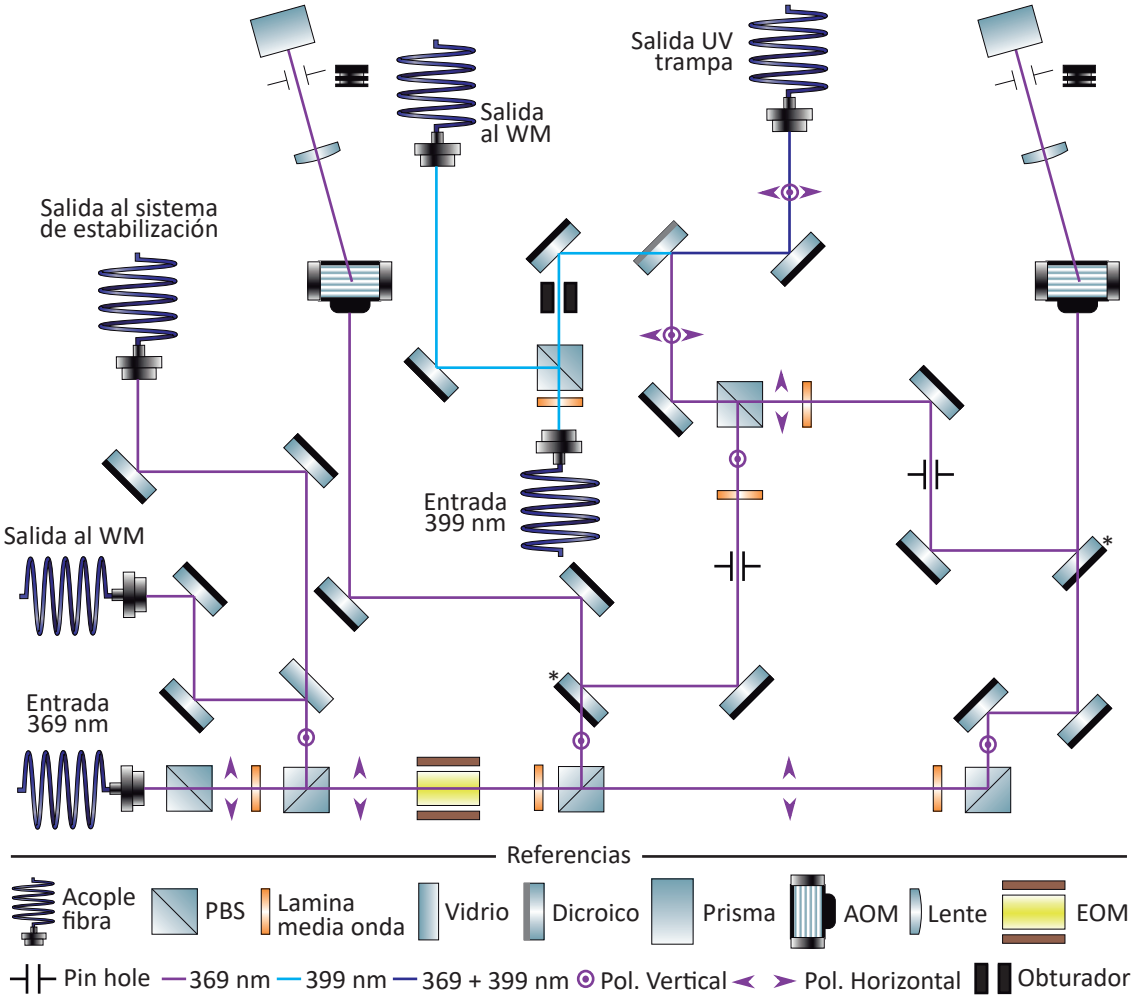

Figura 44: Configuración de preparación de laseres UV, las referencias se presentan dentro de la misma figura. Los espejos marcados con asterisco se encuentran a una altura diferente.

3.5.5. 935 nm: Rebombeo

El decaimiento al nivel $^2\mathrm{D}_{3/2}$ requiere que se utilice un láser para excitar la transición al nivel $^3[3/2]_{1/2}$, esta transición corresponde al láser de 935 nm. Como se mencionó en la sección 2.4, esto quiere decir que entre el láser de 369 nm y el 935 nm se tiene un ciclo cerrado de fluroesecencia.

Para mantener este ciclo el láser de 935 nm debe estar estabilizado y se usa una configuración similar a la utilizada para el 369 nm. En la cavidad FP, se utilizan espejos de media pulgada, hechos por Layertec cuya reflectividad en la longitud de onda de interés es de $0{,}95$, los cuales están montados en el mismo bloque de Zerodur que el 369 nm. La finesa medida de esta cavidad es de 100. Esta cavidad no es tan fina como la utilizada en el láser UV, sin embargo el ancho de línea de este láser no es primordial, ya que es de rebombeo y sola-

mente importa que saque a los iones del nivel $^2\mathrm{D}_{3/2}$. Es por esto que se utilizan potencias del orden de 1 mW (diámetro de $104\mu\mathrm{W}$), para saturar la transición.

La interrupción rápida de este láser se hace usando AOM en configuración de pasaje doble y se utiliza el 3080-122 de Gooch and Housego, cuya frecuencia de resonancia esta en 80 MHz. La eficiencia de este modulador es extremadamente dependiente del tamaño del haz incidente, con lo cual se agrego un telescopio antes del mismo para poder optimizar la eficiencia de este sistema.

Debido a la estructura hiperfina del $^{171}\mathrm{Yb}^+$, se requiere un EOM sintonizado a la frecuencia de $3{,}07$ GHz para tener un ciclo cerrado de fluoresecencia. Se utiliza uno del fabricante Qubig, al igual que para el láser de 369 nm, la diferencia entre el uso de uno y otro, radica en que el caso anterior se usaba una banda lateral superior para sumar $2{,}1$ GHz, en este caso se opta por la banda lateral inferior para sustraer $3{,}07$ GHz a la frecuencia del láser y así excitar todas las posibles transiciones de la diferencia de niveles $^2\mathrm{D}_{3/2} \rightarrow {}^3[3/2]_{1/2}$.

En este caso la polarización del láser se busca que sea lineal y esté a $\pi/4$ respecto al campo magnético, de esta forma se tienen proyecciones tanto en en π como en σ_- y σ_+. No se privilegia ninguna polarización, salvo para el caso de la calibración del campo magnético como fue abordado en la sección 3.4.7.

3.5.6. 760 nm: Rebombeo

La existencia de gases presentes en la trampa hacen que el Yb decaiga, colisionalmente[74] al nivel $^2\mathrm{F}_{7/2}$, el cual tiene un tiempo de vida de $5{,}4$ años. Con lo cual, no es práctico esperar a que, si un ion llega al mencionado estado, decaiga al nivel $^2\mathrm{S}_{1/2}$ por emisión espontanea.

Para agilizar el proceso, se utiliza otro láser de rebombeo, 760 nm, que excita la transición $^2\mathrm{F}_{7/2} \rightarrow {}^1[3/2]_{3/2}$, el cual decae rápidamente al nivel fundamental. Existe otra transición que puede ser utilizada para despoblar el $^2\mathrm{F}_{7/2}$, correspondiente con 638 nm, sin embargo la utilización de 760 nm es más eficiente[35].

La exactitud en frecuencia no es de gran interés en este caso, y tampoco se requiere gran estabilidad. Por esto, cuando se opta por estabilizarlo este láser utilizando al medidor de longitud de onda como referencia, al igual que el láser de 399 nm. A su vez, este láser muchas veces tampoco se lo estabiliza, sino que se escanea su frecuencia (alrededor de 1 GHz) al rededor de un punto de interés, para evitar que los iones se queden en un estado oscuro, esto es particularmente útil con $^{171}\mathrm{Yb}^+$ debido a la estructura hiperfina del nivel

$^2F_{7/2}$.

En la siguiente subsección, se presenta la configuración óptica de los láseres IR (760 y 935 nm).

3.5.7. Configuración de los láseres IR

En la Figura 45 se presenta la configuración para la preparación de haces IR. Todas las fibras utilizadas mantienen la polarización y en este caso se utiliza un telescopio en la línea de 935 nm, antes del AOM para disminuir el tamaño del haz y mejorar la eficiencia del modulador. En este caso no se necesitan prismas, ni espejos a diferentes alturas, ya que el modulador no tiene una polarización privilegiada y por lo tanto, se pueden separar los haces incidentes hacia el mismo y el reflejado (ya modulado) en base a que tienen polarizaciones ortogonales. La rotación de la polarización se lleva a cabo en la configuración de pasaje doble, al atravesar dos veces la lamina de cuarto de onda.

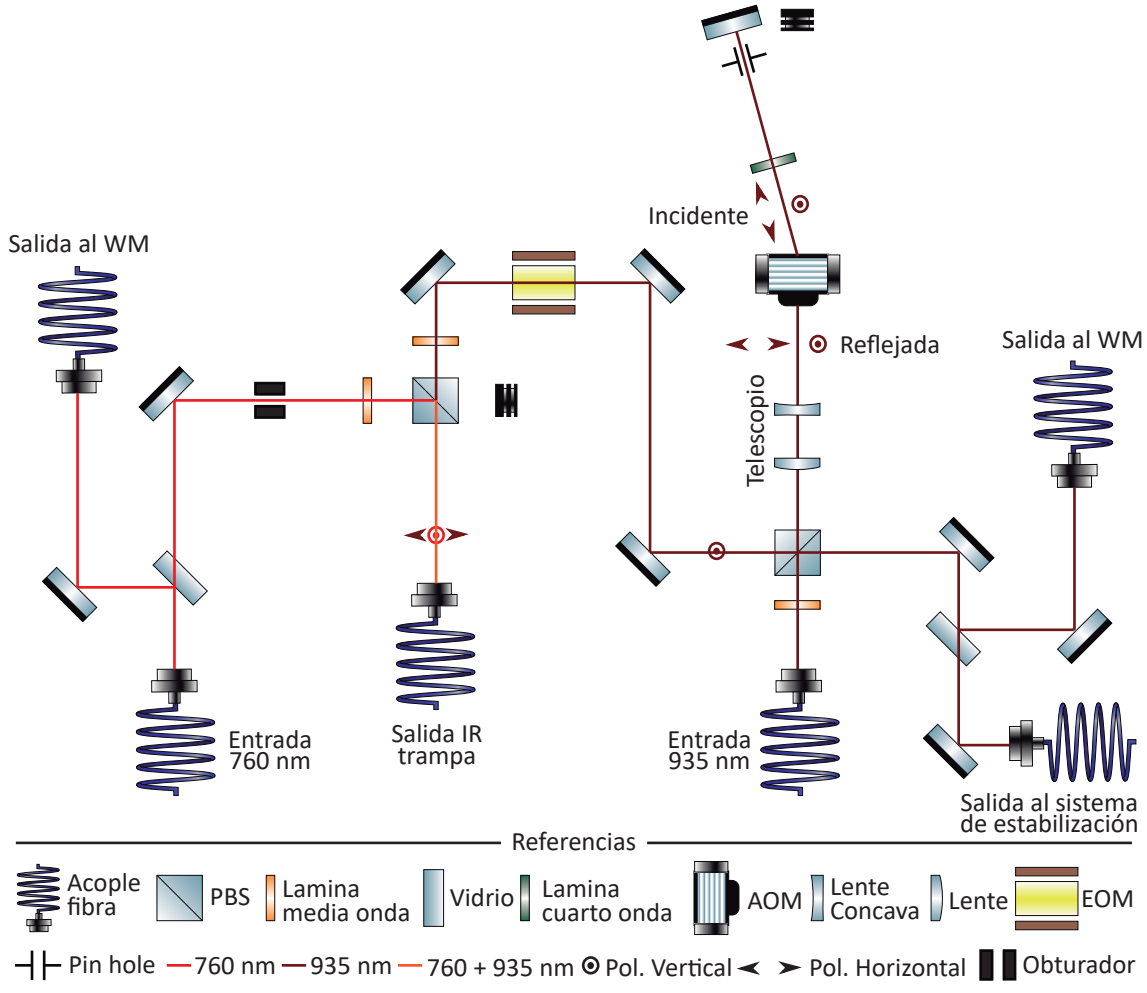

Figura 45: Configuración de preparación de laseres IR, las referencias se presentan dentro de la misma figura.

3.5.8. Incidencia sobre el centro de la trampa

En la Figura 46 se observa la configuración de los láseres, antes del ingreso a la trampa. Es fundamental que se encuentren todos superpuestos y con el foco lo más cercano al centro de la trampa. Para modificar este parámetro, se utiliza la lente a la salida de los acopladores y se prioriza que se enfoquen los láseres de 369 y 935 nm, debido a que conforman el ciclo cerrado de fluoresencia y es imposible que todos los láseres se enfoquen en el mismo punto, debido a la diferencia en sus longitudes de onda.

Los espejos de aluminio protegido son utilizados debido a su mejor reflexión en el rango ultra violeta (369 nm). Las láminas de media onda se usan para ajustar las polarizaciones de los láseres y garantizar que, el componente vertical sea paralelo al eje determinado por el campo magnético ($\bar{\mathrm{B}}$).

El ángulo de entrada de los láseres, a la trampa, se define para evitar que los mismos incidan sobre la lente de detección de fluoresencia. Este ángulo, genera un efecto indeseado al generar reflexiones en las ventanas de entrada y salida de la cámara de vacío, las cuales tiene una cobertura para evitar reflexiones, pero la misma es deficiente en la longitud de onda de 369 nm. La reflexión en la ventana de salida, produce que haya luz dentro de la cámara de vacío que se refleja en distintas superficies, lo cual puede producir un aumento del piso de ruido, al incidir algún haz en la lente de detección.

Toda la óptica de entrada y la guía de onda, se encuentran montadas en una mesa óptica auxiliar, cuya altura es de 149 mm. De esta forma, se puede utilizar optomecánica estándar y permitir que los haces se coloquen a la altura del centro de la trampa (199 mm).

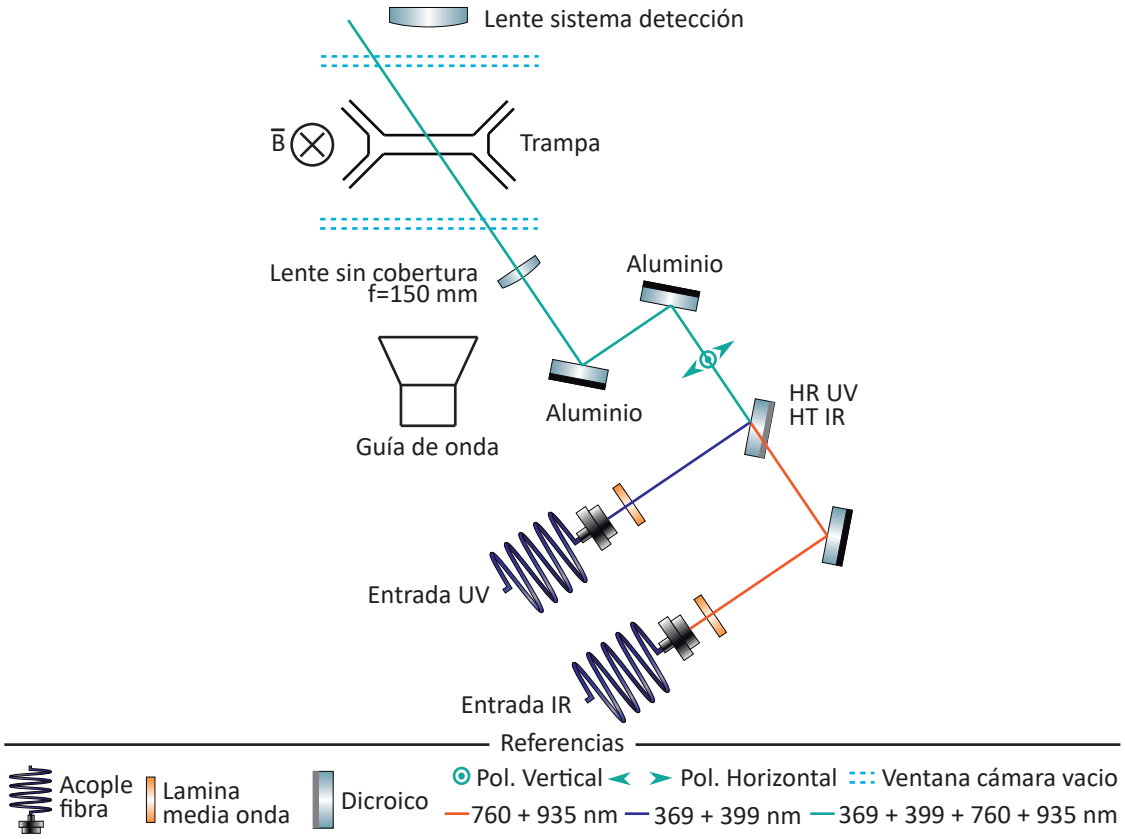

Figura 46: Configuración de láseres de ingreso a la trampa. Se superponen todos los láseres a través del espejo dicroico, antes de ser reflejados por los dos espejos de aluminio, para ser guíados hacia el centro de la trampa. El ángulo de entrada a la misma, se debe a que se busca evitar que los láseres impacten contra la lente del sistema de detección, que debe estar lo más cerca posible. También se puede ver la posición relativa de la guía de onda utilizada para las microondas.

3.6. SISTEMA DE DETECCIÓN

En esta sección se detallarán las características y mediciones del sistema de detección utilizado. Se presentarán los elementos ópticos de colección de fluorescencia de los iones y los dos elementos que permiten la adquisición de esta magnitud, en función del tiempo. En primer lugar se describirá la cámara sCMOS, que es utilizada para sacar capturas de la disposición espacial de los iones y en segunda instancia, el foto multiplicador utilizado para mejorar la sensibilidad del sistema colector de luz.

En la Figura 47, se presenta un esquema de la disposición de los elementos mencionados que serán descritos en las siguientes subsecciones.

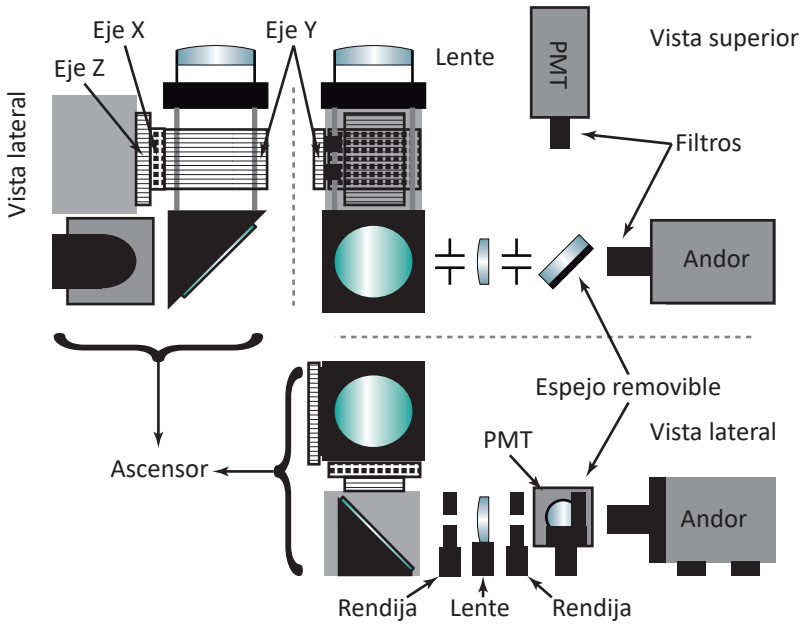

Figura 47: Tres vistas, una superior y dos laterales, de una representación esquemática del sistema de detección.

3.6.1. Lente y sistema óptico

La lente utilizada es aesférica con 50 mm de diámetro, tiene un largo focal efectivo de 60 mm y una distancia focal trasera de $48{,}34$ mm. Su apertura numérica es de $0{,}42$ y la misma tiene una cobertura anti reflejante que tiene una transmisión superior al $97{,}5\,\%$ en la longitud de onda de 370 nm.

En la Figura 48, se ve una foto del soporte de la lente y dos espejos que forman un ascensor, para la imagen obtenida de la fluoresencia de los iones. La lente se encuentra montada en un soporte, del tipo jaula, que en el otro extremo tiene un espejo de 2 pulgadas con co-

bertura anti reflejante en el rango del ultra violeta (320-450 nm). Este espejo se encuentra montado en un soporte que lo coloca a $45°$ respecto del eje central de la lente, el soporte permite un ajuste fino del ángulo ya que se usa el modelo KCB2C/M de Thorlabs. La jaula se encuentra montada en tres posicionadores micrométricos, que permite ajustar el desplazamiento en los ejes x,y y z. Este ajuste fino es necesario para enfocar la imagen de los iones en la cámara o fotomultiplicador.

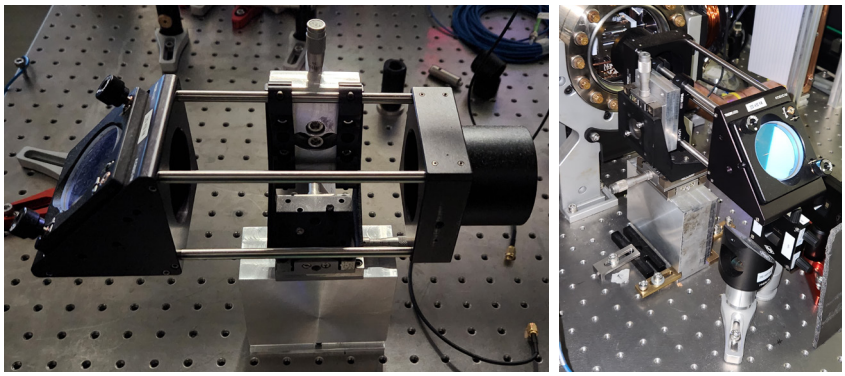

Figura 48: Fotos de la lente y el ascensor del sistema de detección. En la primera foto se ve únicamente la lente y el sistema de jaula, con los tres micro-posicionadores y el espejo superior del ascensor. A la derecha, se ve el sistema montado y apuntando a la trampa dentro de la cámara de vacío.

Inmediatamente debajo de este espejo montado a $45°$ se agrega otro igual al descrito, en un soporte fijo (H45CN de Thorlabs), ya que entre ambos espejos la idea es bajar la imagen generada de los iones en el centro de la trampa a 199 mm, a la altura de la mesa óptica. Cabe destacar que el espejo inferior, no es paralelo al superior, sino que se encuentra rotado $90°$, para que la trayectoria de la imagen se desvíe hacia el costado de la mesa óptica. Esto es solamente por disposición del espacio en la mesa.

Antes de que la imagen se forme sobre la cámara, se agregan dos rendijas de tamaño variable, con una lente en el medio. Este sistema permite filtrar espacialmente, el ruido de la imagen que se genera en la incidencia del láser sobre las cuchillas de la trampa. Esta luz de fondo, tenía el mismo orden de magnitud que la imagen propia de los iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, con lo cual la relación señal ruido no permitía una evaluación fidedigna de los mismos. La idea del filtro espacial, es que la imagen de los iones se enfoca en la lente intermedia, que a su vez hace foco de la imagen en la cámara. Las rendijas, se colocan antes y después de la lente, en donde esperamos que la imagen generada por las cuchillas de la trampa se forme, con lo cual se utilizan las rendijas para bloquear este fragmento de imagen y permitir el paso de la fluorescencia de los iones. Esto permitió aumentar hasta 4 veces la relación señal ruido

respecto a la luz reflejada en las cuchillas. El esquema de este filtrado se puede ver en la Figura 47.

El procedimiento de alineado parte de hacer una imagen de iones sobre la cámara, utilizando la lente intermedia. Luego se agregan las rendijas de a una, y se deben poder mover en el sentido de la imagen, para encontrar el punto en el que se enfocan las cuchillas. Se necesitan dos rendijas, porque hay dos pares de cuchillas que generan reflexiones de láser de 370 nm, y se colocan a ambos lados de la lente, porque justamente un par se encuentra delante de los iones y otro por detrás. Las rendijas permiten ajustar, con precisión micrométrica, la altura y ancho de las misma.

Antes de la cámara se coloca un espejo removible, que permite desviar la imagen de los iones hacia el PMT. La visualización con la cámara, en simultaneo con la medición del PMT no es posible de ser realizada en esta configuración.

3.6.2. Cámara sCMOS

La cámara sCMOS es la Andor Zyla 4.2, cuyo fabricante provee una placa USB 3.0 para utilizar la misma y ofrece un programa propietario para controlar la cámara y adquirir las imágenes de los iones. Su refrigeración es activa, utilizando un ventilador y el modelo utilizado no tiene la opción de refrigeración liquida.

Una funcionalidad de esta cámara, es la capacidad de utilizar un disparador externo para la adquisición de imágenes. Este disparo se ejecuta con una señal TTL, y permitiría la utilización de la cámara en mediciones pulsadas, ya que permite sincronizar la captura de una imagen respecto de una rutina programada.

Otra funcionalidad a destacar de esta cámara es la posibilidad de implementar un promediado de pixeles (*Binning*), que básicamente consiste en que cada pixel representado, es en realidad el promedio de los pixeles que lo circundan, la cantidad a ser promedidados es un parámetro definible por el usuario. Esta técnica permite disminuir el ruido aleatorio, pero conlleva una pérdida de resolución.

Por otro lado, la cámara permite la definición de regiones de interés (ROI) físicamente, es decir que se puede llevar a cabo una configuración para que la cámara monitoree una región específica de su sensor y envíe esa información al programa de adquisición. Este método tiene la ventaja de disminuir el tiempo de adquisición de cada imagen, al disminuir el tamaño de las mismas. Esta funcionalidad no fue utilizada, porque el principal limitante siempre

fue el tiempo de exposición de la cámara, que era mucho mayor a la latencia propia del procesado y transmisión de los datos.

En la sección 4.4.1, se presentan las mediciones y resultados de la capacidad de la cámara sCMOS para poder discriminar distintos estados de un cristal de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, ya que cabe destacar que la cámara no fue utilizada para tal fin. Sino que se utiliza un fotomultiplicador, que se desarrolla a continuación.

3.6.3. Fotomultiplicador

El fotomultiplicador (PMT) utilizado es el Hamamatsu H5783P, el cuál esta acompañado por un circuito amplificador y un discriminador. Todo el sistema se basa en el trabajo desarrollado por M. Luda [55], pero se removió la última etapa. En esta sección presentaremos al detector y la electrónica asociada, que permite la adquisición de señales proporcionales a la fluoresencia de los cristales atrapados.

Un PMT consiste en un dispositivo que toma fotones incidentes y los convierte en una señal eléctrica. Esta señal se obtiene a través de que el fotón incide en una placa fotosensible, que emite un electrón ante el impacto del fotón. Luego este electrón, interactúa con una serie de dinodos en cascada, los cuales se ven supeditados a potenciales altos, lo que resulta en una multiplicación del electrón original y en una aceleración de los electrones producidos. De esta forma, se genera una corriente a la salida del sistema que en este caso es considerada la señal de interés.

Cabe destacar que en las etapas intermedias de la cascada de dinodos, se puede desprender algún electrón espontáneamente, lo que repercutirá en que a la salida haya una señal de corriente ante la ausencia de un fotón incidente en la entrada. Estas señales se llaman cuentas de obscuridad y suelen ser de menor corriente, debido a que no atraviesan todos los dinodos [92].

De esta forma, se tiene que el PMT produce señales de corriente en función de la incidencia de fotones, pero también se generan falsos positivos de menor magnitud. Con lo cual, si se quiere tomar la señal a la salida del PMT y enviarla a un contador de pulsos (que por lo dicho pasa a ser un contador de fotones), se requiere un amplificador de transimpedancia (pasar las señales de corriente a tensión, a la vez que se amplifican) y un discriminador, con el cuál se pueden distinguir y eliminar los pulsos de menor amplitud que no se corresponden con fotones incidentes a la entrada del PMT. La implementación original contaba con una

etapa adicional para extender la duración de los pulsos, pero eso no fue requerido en este caso.

La señal a la salida se ingresa en una entrada TTL de la Artiq (ver sección 3.7.1), que automáticamente cuenta los pulsos a la entrada. Para definir el umbral del discriminador, se utilizó como contador un osciloscopio y se buscó minimizar la cantidad de pulsos contados. No es posible eliminar las cuentas oscuras totalmente, ya que electrones que surjan cerca de la entrada del PMT, tendrán un nivel indistinguible de una señal real. Este umbral optimiza a través de utilizar señales de iones emitiendo fotones, pero siendo "parpadeados".

El parpadeo consiste en prender el láser de 935 nm durante un tiempo dado (t_{on}) y luego apagarlo durante otro tiempo (t_{off}), estos ciclos de apagado y prendido se repiten continuamente una vez detrás de otro, lo que genera una señal periódica. Si se mira la fluorescencia durante t_{on}, se espera contar fotones provenientes del ion, en cambio si evalúa para t_{off}, los conteos realizados serán asociados al ruido de fondo exclusivamente, debido a que los iones se quedan en un estado oscuro (ver sección 2.4). De esta forma se obtiene una señal periódica que se correlaciona directamente con la fluorescencia proveniente de los iones, que permite optimizar la SNR sistemáticamente a través de mejorar el umbral y el enfocado de los iones sobre el PMT, a su vez esta señal es utilizada para optimizar la apertura de las rendijas.

3.6.4. Filtros de fluoresencia

La única longitud de onda que se desea medir con el sistema de detección, es la de 369 nm. El resto de luz incidente, es considerada ruido y en particular puede afectar drásticamente la detección de estados y la visualización de señales en general. Para evitar esto, se utilizan filtros ópticos a la entrada de la cámara y del PMT. Cada uno utiliza un filtro distinto.

Para la cámara se utiliza un filtro Brightline centrado en 377 nm y con un ancho de 50 nm (FWHM). Este filtro tiene una transmisión del $96{,}25\,\%$ en la longitud de onda de interés, sin embargo posee dos características negativas, en primer lugar permite el paso de 399 nm, con lo cual la visualización durante en proceso de carga de la trampa esta viciado de ruido. Pero en particular este filtro tiene una transmisión del $1\,\%$ en 935 nm, que debido a la potencia utilizada en este láser, la luz reflejada en las cuchillas era apreciable. A su vez, cuando se parpadea este láser, se mezclaba la acción del estado oscuro de los iones con el apagado del láser. Este filtro es utilizado únicamente para la localización espacial de los iones y captura

de imágenes.

Con lo cual se opta por utilizar un filtro óptico fabricado por Edmund, centrado en 372 nm y con un ancho de la banda de transmisión de 10 nm (FWHM). Este filtro tiene una banda de paso más selectiva, con una transmisión cercana al 92 % en 370 nm, pero con una transmisión menor al $0{,}01\,\%$ (OD>4) en el resto de las longitudes de onda de interés. Este filtro selectivo es utilizado en el PMT, debido a la sensibilidad que tiene este dispositivo respecto a cualquier fuente de luz incidente.

3.7. CONTROL DE INSTRUMENTOS

En esta sección presentaremos los métodos utilizados para controlar los diferentes instrumentos utilizados en la trampa de iones. El control se basaba fundamentalmente en una CPU y en una plataforma llamada Artiq, esta plataforma permite un control en tiempo real de distintos instrumentos a partir de una rutina programada.

En la siguiente lista, se presentan los instrumentos controlados directamente por la CPU y cuál era la interfaz utilizada para dicho control:

- *Wavemeter*: El medidor de longitud de onda, HighFinesse WS-7, era controlado de a través de los controladores provistos por el fabricante, y se utilizaba una interfaz gráfica propietaria de HighFinesse que permitía la visualización de la longitud de onda de los láseres. Por otro lado, los controladores permitían ser interrogados directamente con *Python* (las bibliotecas son provistas por el mismo fabricante) y esto se utilizaba en el laso de control de los láseres de ionización y rebombeo.

- Láseres: Los láseres son del fabricante Toptica y permiten ser controlados a través de *Ethernet*, ya sea utilizando el programa propietario del fabricante o se puede controlar a través de *Python*, usando las bibliotecas provistas por Toptica.

- ADF5356: El generador de microondas era controlado por un programa provisto por el fabricante, Analog Devices. Permite configurar la frecuencia de emisión, y tiene incorporada una rutina de hacer barridos en frecuencia o saltos entre dos frecuencias distintas. Se pueden controlar más características del integrado, sin embargo solamente se utilizaron las mencionadas funcionalidades.

- Andor Zyla: La cámara sCmos utilizada tiene un software propietaro, Solis, que permite adquirir y varias los principales parámetros de interés de la cámara. Este programa fue utilizado en las primeras etapas de atrapado, debido a que era una plataforma confiable y fácil de utilizar. La limitación que presentaba es que no era fácil llevar a cabo una sincronización con otros dispositivos, por ejemplo adquirir y guardar una imagen ante un disparo generado por otro instrumento. Debido a esto, se programó en *Python* una interfaz gráfica para el control de la cámara, que se basaba en la biblioteca *Pylablib* que tiene desarrolladas una serie de funciones para adquirir y modificar los principales parámetros de la cámara.

- Iseg: La fuente de voltage utilizada para los electrodos DC en la trampa y para el control de las cavidades de estabilización de los láseres, era controlada a través de un servicio de *interfaz de programación de aplicaciones* (API), el cual se accede a través de *Ethernet*. La API puede ser accesible a través de una página web y utilizando el mismo mecanismo, se pueden dar instrucciones a través de la biblioteca *requests* de *Python*. La ventaja de este sistema es que no hace falta ninguna clase de controlador, pero tiene un tiempo de respuesta lento, lo cuál no fue un impedimento para el uso dado y por esto, se armó una interfaz gráfica práctica para controlar directamente cada canal de la fuente de tensión y evitar el uso de la interfaz web.

- Artiq: Esta plataforma tiene un funcionamiento independiente de la CPU, pero se se usaba la misma para programar las rutinas de los experimentos usando *Python* y un protocolo de comunicación *Ethernet*, donde la Artiq se conectaba directamente a una placa de red en la CPU. Este método, permitía ver los resultados de las mediciones en vivo a través de la utilización de *applets* dentro de la sesión de Artiq. En la siguiente subsección se darán mas detalles de los componentes y funcionalidades que caracterizan a esta plataforma.

3.7.1. Artiq

Como se mencionó previamente, la programación de las rutinas en la Artiq (fabricada por m-labs) se hace con *Python* y luego se cargan a la plataforma. La escritura de las rutinas tiene que cumplir con cirertos requerimientos, para especificar de qué tareas se hará cargo el microprocesador y de cuales otras la FPGA que compone el núcleo de este sistema.

La principal característica de Artiq, es que dispone de una FPGA programable que permite ejecutar códigos en tiempo real. En general los códigos consisten en el control de periféricos que forman parte de la plataforma Artiq, es agregados tienen la forma de módulos que son pasibles de ser agregados, quitados, modificados y reemplazados en la Artiq [56]. En particular los módulos, y sus usos que dispone el sistema son:

- Sinara 1124 ”Kasli”1.1: Es el modulo central que cuenta con el microprocesador y la FPGA, a su vez dispone de las conexiones *Ethernet* para comunicarse con la CPU.

- Sinara 2128 SMA TTL: Consiste en ocho conexiones TTL, de las cuales cuatro están preconfiguradas para ser entradas y el resto son salidas. Este modulo fue utilizado

para el conteo de señales provenientes del fotomultiplicador (ver sección 3.6.3) y para generar señales de disparo en la cámara sCmos. También fueron utilizados para los interruptores que se colocaron para los moduladores electro-ópticos usados para generar bandas laterales en algunos de los láseres (ver sección 3.5).

- Sinara 4410 DDS Ürukul"(AD9912): Es un generador de radiofrecuencia con cuatro salidas independientes. Puede generar hasta 400 MHz y a la salida tiene un interruptor programable, cuyo tiempo de respuesta es de 100 ns. Este modulo fue usado para generar la RF usada en el oscilador local del mezclador de microondas (ver sección 3.4.8).

- Sinara 4410 DDS Ürukul"(AD9910): Similar al item anterior, pero tiene un integrado diferente, que mejora la resolución en frecuencia, pero no se puede regular la amplitud individual de cada canal. Tres canales de salida fueron utilizados para los moduladores acusto-ópticos utilizados para el prendido y apagado rápido de los láseres.

- Sinara 5432 DAC "Zotino": Conversor digital analógico, que fue utilizado para controlar un interruptor lento para el láser de ionización (ver sección 3.5).

- Sinara 5518 BNC-IDC: Es un adaptador para el DAC "Zotino", permite utilizar una salida BNC en vez de los conectores internos de la DAC.

4. MEDICIONES Y RESULTADOS

Esta sección consta de la presentación de las mediciones realizadas para caracterizar y utilizar la trampa. Comienza con el procedimiento de atrapado por primera vez y continúa mostrando los resultados de las distintas caracterizaciones realizadas, ya sea de la trampa (como sus frecuencias de atrapado) o de la interacción de los iones con los láseres (espectros). Finalmente se desarrollan los experimentos pulsados, donde se ven reflejados los resultados obtenidos y las mediciones intermedias requeridas para llegar a tal fin.

4.1. PRIMER ATRAPADO

En este apartado se presentará el procedimiento para atrapar por primera vez un cristal de iones. Se abordarán los detalles fundamentales respecto a la alineación y algunas consideraciones útiles. En este caso se describe el proceso implementado en el laboratorio y se repercute en el atrapado del primer cristal lineal de iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. Una vez que se lleva acabo el primer atrapdo, esto no garantiza un procedimiento repetible, que requiere una serie de pasos bien definidos, los cuales son descritos en la sección 4.3.6.

Cabe destacar que en el primer atrapado, ninguna variable era perfectamente conocida. Solamente se tenía información respecto a las longitudes de onda utilizadas para atrapar y enfriar, pero cabe destacar que esta información es un punto de partida aproximado, debido a que la presencia de corrimientos en frecuencia dados por efectos Doppler, Stark o Zeeman, no son fáciles de cuantificar sin tener un cristal atrapado y enfriado.

4.1.1. Alineación de la lente y enfocado sobre la cámara

Se parte de tener la trampa ya colocada en su cámara de vacío con una presión menor a $2{,}1 \times 10^{-11}$ mbar. Las conexiones eléctricas para el confinamiento dinámico no son necesarias en esta primera etapa, pero pueden estar conectadas. Los potenciales continuos tampoco son necesarios, únicamente se requiere tener conectado el horno a una fuente que permita entregar hasta 5 A (corriente máxima de los utilizados).

La idea es partir de una configuración que tenga la menor cantidad de variables posibles y permita verificar que cada paso que se de sea inequívoco. Lo primero es tener la cámara sCMOS, alineada con la lente de colección de fluorescencia para poder ver y enfocar la imagen generada por las nubes de átomos. Para hacer esta alineación se coloca la lente, ya

montada en su soporte (ver sección 3.6), a una distancia que sea lo más cercana posible al centro de la trampa, pero que permita mover la lente unos pocos milímetros, sin tocar la ventana de la cámara de vacío.

Luego, se requiere que el laboratorio se encuentre en la mayor oscuridad posible y se procede a utilizar una luz intensa (preferentemente blanca), que ilumine la trampa del lado que está la lente. De esta manera, se busca que la luz se refleje en las cuchillas y endcaps, y se vea a través de la lente. Luego, utilizando un papel blanco se mira el reflejo y se busca el punto en el cual se enfoca la imagen. Una demostración de la imagen obtenida, se ve en la Figura 49, donde se observan las cuchillas y endcaps sobre el papel cuadriculado, utilizar este papel permitió cuantificar la magnificación de esta configuración en particular, ya que el ancho de la cuchilla es de 6 mm (la parte más cerca a los iones) y en la imagen, se ve que ocupa unas 12 secciones, correspondientes a aproximadamente 6 cm. Con lo cual se obtiene una magnificación de unas 10 veces.

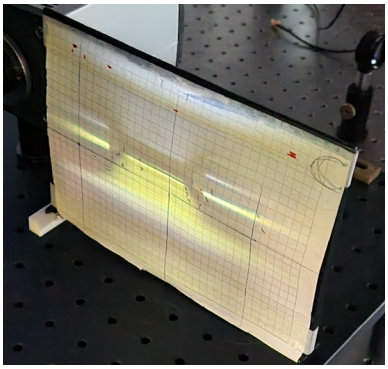

Figura 49: Imagen de la trampa a través de una lente. La foto muestra una protección de la trampa, a través de la lente de detección. Se puede ver claramente el blade inferior y los dos endcaps, para sacar esta captura se utiliza una luz intensa blanca, iluminando desde el mismo lado de la lente.

Con la imagen enfocada, se procede a colocar la cámara sCMOS (se recomienda que con una tapa o filtro selectivo puesto, para evitar que la luz reflejada afecte el sensor) en donde se hace el foco de la imagen. De esta manera, se obtiene una configuración cercana a la final. Se requiere una alineación adicional y se recomienda garantizar que la lente y la cámara sean concéntricas y estén paralelas respecto a la mesa óptica, para evitar aberraciones en la imagen.

4.1.2. Fluoresencia neutra

Luego, es necesario tener el láser del primer paso de ionización (399 nm) encendido y pasando aproximadamente por el centro de la trampa. Esta alineación, se hace viendo que de un lado y del otro de la trampa, el haz sale a la misma altura y se alinea horizontalmente, desalineándolo verticalmente y reflejando en las cuchillas, de manera tal de tener una aproximación de donde está el haz. Es fundamental poder tener dos espejos para poder guiar este láser vertical y horizontalmente, con un solo espejo solamente se puede ajustar ángulo de entrada y es insuficiente.

Este láser puede ser utilizado para generar una reflexión en las cuchillas y endcaps y permite terminar de ajustar la posición de la cámara. Este mismo láser puede ser escaneado y se lo utiliza para visualizar fluoresencia neutra, la cámara no debe tener ningún filtro puesto y se recomienda trabajar con una corriente de horno alta, de unos $4{,}5$ A. De esta manera, se escanea la frecuencia del láser y se lo mueve espacialmente. Cabe destacar, que al ser el primer alineado se debe mover no solo el láser, sino también los tres ejes de la lente. Se buscar modificar de una variable a la vez y tener correctamente anotados, los puntos iniciales de cada día de trabajo, para poder volver fácilmente al principio. Este procedimiento es tedioso, e implica un barrido sistemático de todos los parámetros. Finalmente se obtiene una curva como la ya representada en la Figura 56, y por lo tanto se puede identificar la longitud de onda de cada uno de los isotopos.

La señal inicialmente no va a ser del todo clara, pero se debe optimizar el foco de la lente y el foco del láser para obtener la mejor relación señal ruido. En este punto, el sistema de detección va a estar enfocado respecto al centro del haz de particulas neutras que emana del horno, que no necesariamente es el centro de la trampa. Sin embargo, se espera que este cercano al mismo.

4.1.3. Nubes de iones

Una vez que se tiene identificada la longitud de onda correspondiente al primer paso de ionización, se procede a utilizar el láser de 370 nm que es el segundo paso, requerido para ionizar a los iones. En esta instancia se requieren tener los confinamientos dinámicos y estáticos, ya que se busca generar una nube de iones, que se atrapa en el centro de la trampa. Para hacer fluorescer a la nube, se requiere exitar las transiciones correspondientes a 370 y 935 nm, de manera tal que se obtiene un ciclo de fluoresecencia cerrado (ver sección 2.4.1).

Las frecuencias exactas de las transiciones se saben aproximadamente, y es fundamental poder barrer la frecuencia de ambos láseres.

La idea es tener el horno prendido en una corriente de unos 4 A, con ambos pasos de ionización prendidos, junto con el 935 nm. La cámara tiene que tener un filtro selectivo en 370 nm para optimizar la relación señal-ruido de la captura. Debido a que es un isótopo abundante y no tiene estructura hiperfina, se opta por intentar atrapar nubes de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$

Con todo correctamente configurado, se procede a barrer las longitudes de onda de los láseres de 370 y 935 nm. En nuestro caso, se optaba por usar la máxima potencia posible de ambos láseres y es recomendable que el láser de 935 nm se encuentre pestañeando (prendido y apagado periódicamente), ya que al principio las señales son muy tenues y muchas veces se confunden con el ruido de fondo. De esta forma, se procede a dejar el de 935 nm en una determinada longitud de onda y luego se escanea la frecuencia del 370 nm al rededor de una región espectral.

Una vez que ambas frecuencias se encuentren cercanas, la fluoresencia vista por la cámara debería oscilar debido al pestañeo del 935 nm. Esta oscilación es parecida a la carga y descarga de un capacitor con una señal cuadrada, es decir que si se monitorea el promedio de las cuentas de cada adquisición se va a ver una señal cuadrada con los bordes redondeados. Esto se debe a que al no estar del todo optimizadas las longitudes de onda, la nube no se enfría de manera eficiente y su fluoresencia decae en vez de mantenerse constante. A su vez, el único láser estabilizado es el de 399 nm, ya que es la única longitud de onda realmente encontrada.

Para optimizar la visualización de la nube, se debe mantener el pestañeo del láser de 935 nm y se debe ajustar la lente de detección, buscando hacer foco sobre la nube. Con una nube demasiado grande, esto puede ser difícil, pero si ya se tienen una señal visible por la cámara se toma nota de las longitudes de onda de los láseres y se puede atrapar una nube más pequeña. Para esto, se procede a apagar y prender el generador RF que alimenta las cuchillas, lo cual suelta la nube atrapada y luego, se prende el primer paso de ionización durante un tiempo determinado, que dependerá de que tan certera sea la frecuencia del primer paso de ionización.

Con una nube más localizada, se procede a optimizar la señal aumentando la amplitud de la misma, siempre con el 935 nm siendo pestañeado. El período de prendido y apagado del láser depende del tiempo de exposición usado en la cámara, usualmente usar unas cuatro

veces este tiempo, da buenos resultados. Respecto al tiempo de exposición, en un principio es natural usar tiempos de exposición más largos, debido a que la señal es tenue en un principio. Con la optimización, se puede reducir para hacer más rápido el procedimiento. Una nube pequeña y con la lente correctamente alineada, se ve como la de la Figura 50.

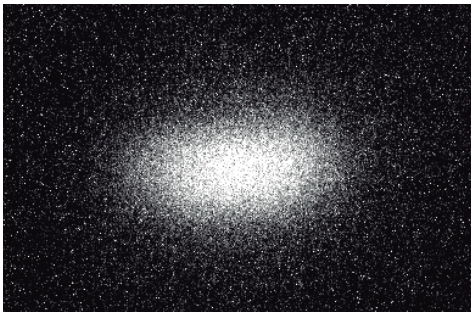

Figura 50: Captura de nube de iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$.

No se mencionó previamente, pero es necesario que los láseres de 370 nm y 935 nm, se enfoquen sobre el mismo punto, idealmente el centro de la trampa. Para hacerlo, es fundamental que ambos láseres se superpongan totalmente, para garantizarlo se debe verificar la superposición, antes y después de la trampa y en el centro de la misma. Esta visualización puede ser difícil, debido a que 935 nm no son visibles para el ojo humano, por eso se utiliza una tarjeta infraroja, que permite hacer una alineación aproximada, viendo en el frente y detrás de la cámara de vacío. Esta alineación aproximada debe ser corregida, usando una cámara sensible a ambas longitudes de onda.

Para verificar la superposición en el centro, se utiliza un espejo antes de la entrada de los haces a la cámara de vacío y se coloca una cámara en el punto donde debería estar el centro de la trampa. Es decir, que se desvía el haz hacia un costado, usando el espejo y se coloca la cámara en el camino de los haces reflejados, a la misma distancia que separa el espejo auxiliar del centro de la trampa. De esta manera, se puede verificar la superposición de los haces, sino también enfocar los mismos.

La superposición de los haces es fundamental y una razón típica que evita la visualización de fluoresencia, es que justamente uno de los haces derivó espacialmente y se perdió el solapamiento de los haces. Una vez que los haces están bien superpuestos, se utiliza un par de espejos que los mueven en conjunto, es importante que sean espejos metálicos (aluminio protegido) para evitar que la reflexión se de a distintas profundidades y afecte la alineación.

4.1.4. Cristales de iones

Luego de obtener una nube pequeña, se procede a intentar atrapar cristales de iones. Para lo cual se recomienda bajar la corriente del horno a 3 A y disminuir el tiempo de exposición del primer paso de ionización. Cabe destacar que las frecuencias de sintonía entre los láseres de 370 y 935 nm y las transiciones especificas, varían respecto a las halladas con la nube, debido a que la temperatura de la misma genera corrimientos en los espectros. Este corrimiento, siempre fue observado que es hacia el rojo (menor frecuencia), con lo cual es un excelente punto de partida para enfriar cristales de iones.

De esta forma se sigue iterando el proceso de optimización, tirando la nube pequeña (apagando la tensión RF de la trampa) y volviendo a atrapar bajando el tiempo de exposición. Este proceso debe continuar, hasta que se tiene un cristal. Una vez que se tienen cristales, es importante estabilizar los láseres y proceder a una optimización del sistema de detección, usualmente consiste en ajustar el foco y corregir alguna pequeña aberración presente.

En un primer instante, es probable que el atrapado de cristales sea difícil o tiendan a calentarse y en algunos casos, irse del confinamiento. Encontramos que esto se soluciona optimizando las amplitudes de los potenciales dinámicos y confinantes. Ya que se parte de un supuesto régimen de estabilidad, pero en la práctica hay factores como la mala sintonización de los láseres e imperfecciones en la trampa, que requieren que se modifiquen los mismos. En un principio, atrapábamos usando unos $700\ \mathrm{V}_p$ de amplitud RF y 600 V en los endcaps. Estas tensiones se disminuyeron a más de la mitad ($343\ \mathrm{V}_p$ y 200 V) en la parte de experimentación, debido a que se mostraban más estables los cristales.

A su vez, se requiere incorporar el láser de 760 nm para despoblar los eventuales decaimientos al nivel $\mathrm{F}_{7/2}$ debido a colisiones con el gas de fondo. La longitud de onda de este láser, se puede ir optimizando, pero se sugiere que el mismo tenga la mayor potencia disponible y se escanee su frecuencia de emisión en un rango de unos 2 GHz, de manera tal que el despoblado sea eficiente y no altere los procedimientos de optimización.

En la Figura 51, se presentan varias capturas de diferentes cristales de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ que ilustran algunos de los puntos mencionados previamente: a) Cristal grande, que se distingue de una nube por la intensidad de fluoresencia y la forma de tipo zepelin del perfil. b) Cristal más pequeño y ligeramente desenfocado, donde se puede ver la presencia de iones oscuros que “aislan” el ion que queda en el extremo izquierdo. c) Cristal con el potencial axial relajado, nótese que el extremo derecho brilla mucho más y esto se debe a que los láseres no

estaban centrados sobre el cristal. d) Cristal de tres iones mostrando la aberración generada por la óptica desalineada, en este caso estaba ligeramente desenfocada y la lente torcida respecto al plano generado por los iones. e) Cuatro iones atrapados, con la lente y sistema de detección más alineado y con las rendijas filtrando gran parte del ruido de fondo.

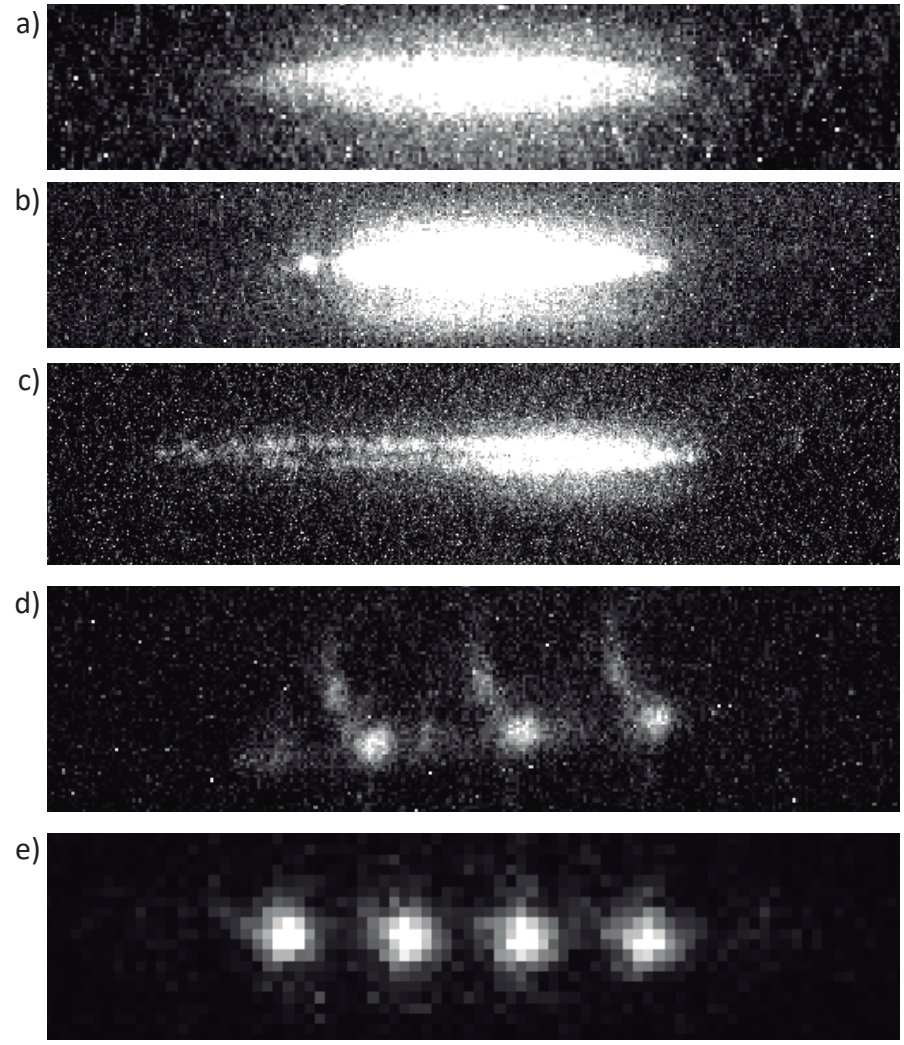

Figura 51: Capturas varias de cristales de iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$.

4.2. FRECUENCIAS DE CONFINAMIENTO Y MICROMOCIÓN

En este capítulo se presentarán los resultados de las distintas caracterizaciones de las frecuencias de confinamiento obtenidas de la trampa, y si efetuará una comparación con los modelos simulados. A su vez, se discute el uso de los electrodos de compensación para minimizar el exceso de micromoción presente.

4.2.1. Corrección de los electrodos DC

El potencial generado en la trampa depende de la distancia de los electrodos y de la tensión impuesta sobre los mismos. En una trampa perfecta, el centro geométrico de la misma va a ser equidistante al centro de las cuchillas y también, se va a ubicar en el punto medio de los dos endcaps. Si se consigue este efecto, el mínimo del potencial va a coincidir con el centro geométrico de la trampa. Sin embargo, la manufactura de la trampa implica cierta tolerancia en su fabricación, con lo cual existe la posibilidad de que el centro del pseudopotencial generado por las cuchillas, no coincida con el punto medio entre los endcaps.

En la trampa finalizada, sucede que al imponer el mismo potencial en los dos endcaps el cristal está en una determinada posición de equilibrio. Si se modifica este potencial, se observa que los iones se desplazan respecto a esta posición. No de manera transitoria, sino permanentemente. Este efecto es curioso, ya que aumentar o relajar el potencial en los endcaps, solamente debería modificar el confinamiento axial y el resultado esperado debería ser que la distancia entre los iones aumenta o disminuye (ver sección 2.3).

El efecto observado es asociado a que uno de los endcaps, quedó $100\ \mu\mathrm{m}$ desplazado respecto del centro. Con lo cual al cambiar en la misma magnitud la tensión impuesta en los endcaps, el potencial en el centro no cambiaba simétricamente y de esta forma se desplazaba el centro en función del potencial impuesto. Esta falta de simetría no es menor, pero puede ser compensada, debido a que se pueden imponer potenciales diferentes en los endcaps, buscando que la posición de equilibrio se mantenga constante.

Para comenzar, se establece un valor de tensión impuesta en ambos endcaps como centro de equilibro. Se escogió el valor de 192 V, ya que una cadena de tres iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, se mantenía estable y sin oscilaciones radiales. A su vez, se busca que no se sobrepasen 600 V de tensión en los endcaps (debido a los capacitores utilizados) y esta tensión cae en un punto intermedio, dejando un margen más que aceptable de seguridad (100 V).

Luego se modifica la tensión de ambos endcaps, y se observa el desplazamiento del cen-

tro de la cadena. Una cadena de cantidad impar es útil, ya que siempre va a haber un ion centrado y no un espacio vacío como es el caso de un cristal compuesto por una cantidad par de iones. Luego se modifica uno de los endcaps hasta conseguir, que la cadena vuelva a su posición original. Se utiliza la cámara sCMOS con el filtro más selectivo (ver sección 3.6) y se coloca una referencia en las imagenes adquiridas, en nuestro caso fue una ROI que se ajustaba al ion central.

Repitiendo los pasos mencionados previamente, para diferentes tensión en los endcaps, se obtiene la curva representada en la Figura 52. Donde los puntos son las mediciones realizadas, la curva que las une es un ajuste lineal y la recta gris, es una referencia del caso en el que ambos endcaps fueran equidistantes respecto al centro de la trampa, es decir el caso ideal de fabricación.

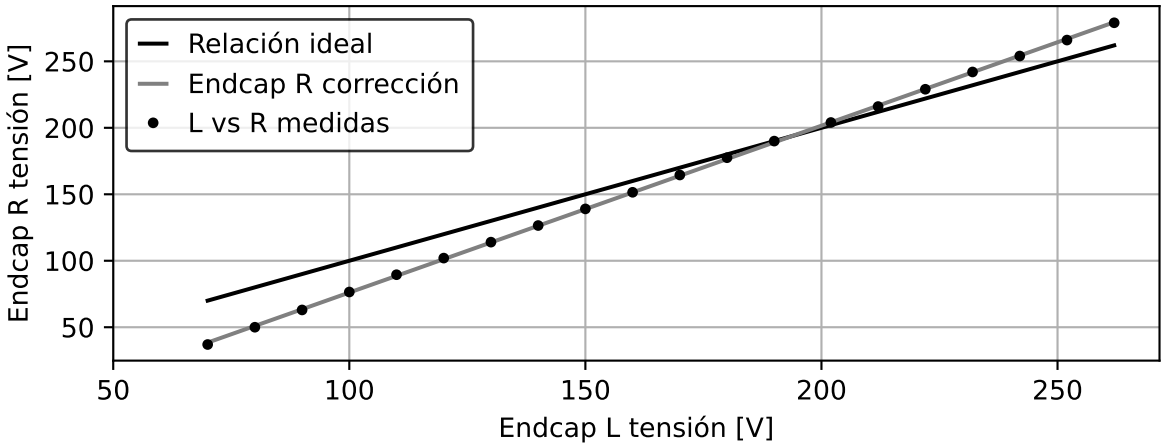

Figura 52: Curva de corrección de la tensión entre endcaps, debido a las tolerancias de fabricación.

Utilizando la curva ajustada de la Figura anterior, se tiene una calibración que permite cambiar el potencial de los endcaps, de manera tal que siempre se mantiene la misma posición de equilibrio en la trampa.

4.2.2. Frecuencias axiales

Las frecuencias de confinamiento axiales, dependen de la geometría de la trampa y del potencial impuesto en los endcaps, de acuerdo a la ecuación 4. Para medir las frecuencias en función de la tensión U_{dc}, se superpone una señal alterna a los endcaps, la cual se varía en amplitud y frecuencia para encontrar el primer modo axial, que se da a la frecuencia de confinamiento. Esto se ve en la cámara sCMOS, como un derretimiento del cristal atrapado, ya que debido a la excitación paramétrica de la frecuencia del centro de masa, la temperatura

del cristal se eleva y deja de estar enfriado, pero no lo suficiente como para dejar de estar confinado.

El procedimiento consiste en barrer la frecuencia superpuesta, en primer lugar a una amplitud elevada de unos $10\,\mathrm{V_{pp}}$. Cuando la frecuencia atraviesa la correspondiente a la del centro de masa, el cristal oscila axialmente y en la cámara se ve como si fuera una nube.

Luego se debe ir bajando la amplitud de la señal, a la vez que se va sintonizando la frecuencia de excitación, lo que genera un borroneo más localizado. Esto se puede ver en la Figura 53 a), donde se ve a la izquierda el cristal sin excitación (donde hay 3 iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ y un ion oscuro sospechado de ser $^{172}\mathrm{Yb}^{+}$) y la derecha, el cristal bajo la excitación axial. Cabe destacar que se pueden ver ciertas aberraciones debidas a un cambio reciente de la configuración de detección, que en el momento de la medición no habían sido del todo corregidas. La Figura 53 b), muestra el mismo procedimiento pero para mediciones de frecuencias radiales, en este caso se tiene un cristal mucho más grande y con la óptica corregida. Este procedimiento se repite para distintas tensiones U_{dc}, impuestas en los endcaps.

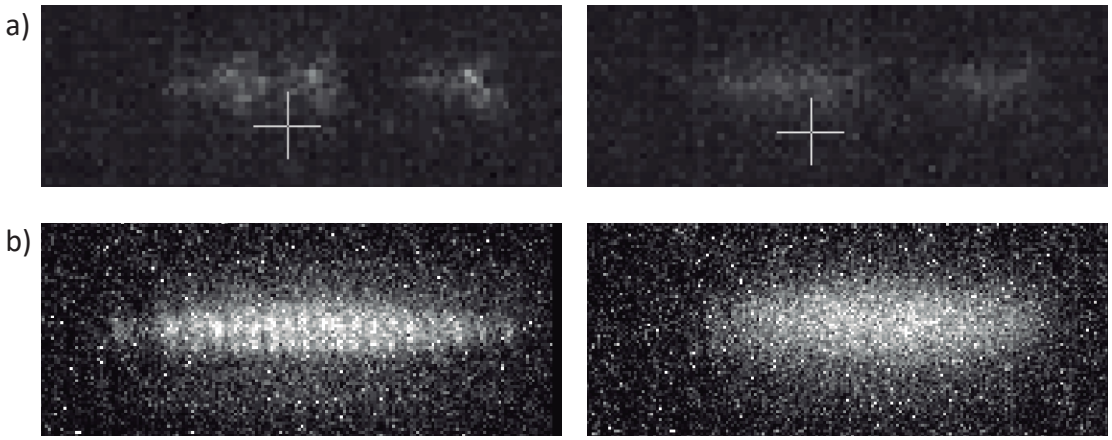

Figura 53: Cristales de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, utilizados para medir las frecuencias de confinamiento, a la izquierda se presentan los iones en ausencia de excitación externa y a la derecha cuando se encuentran con una excitación resonante: a) Medición de frecuencias axiales, con un cristal de 4 iones ($U_{dc} = 128$ V), donde el oscuro se sospecha que es de $^{172}\mathrm{Yb}^{+}$. b) Caracterización de frecuencias radiales.

La frecuencia que se busca medir es independiente de la cantidad de iones y en principio, la frecuencia para un solo ion, es la misma que para N iones[59]. Sin embargo, esto es válido para N iones que tengan el mismo grado de ionización y la misma masa. En caso de no ser así, el potencial de la cadena es dependiente de estos parámetros[39]. A su vez, se suma el efecto de que la temperatura de cada ion no es la misma (independientemente del enfriamiento empático), con lo cual un cristal impuro tiene un comportamiento aproxima-

do al de un potencial no armónico en la trampa, lo que repercute en una modificación de la frecuencias normales de la trampa y por lo tanto, también de la correspondiente al centro de masa[47, 16, 32].

Las mediciones realizadas se llevaron a cabo con un cristal impuro como el visto en la Figura 53 a), sin embargo en base a cálculos realizados en base al trabajo de M. Drewsen et al.[16], se obtiene que el ion oscuro puede ser de $^{172}\mathrm{Yb}^{+}$, debido a la frecuencia medida (111191 Hz). La cual se modifica en aproximadamente 300 Hz respecto a la frecuencia teórica correspondiente a un cristal puro de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ (110868 Hz), esta diferencia se encuentra contemplada en la incertidumbre representada en la Figura 54, donde se puede ver el resultado de la medición obtenida para evaluar la frecuencia asociada con el centro de masa de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, para distintas tensiones U_{dc}. Los aportes a la incertidumbre representada se asocian a la región espectral en donde se veía que los iones estaban borroneados.

En la Figura 54, se pueden ver dos curvas. Una se corresponde con las frecuencias axiales esperadas, en base a la simulación original de la trampa. La segunda curva, es con una simulación modificada, donde uno de los endcaps fue desplazado $100\ \mu\mathrm{m}$ hacia fuera. Esta modificación altera el α_{dc}, y da origen a distintas frecuencias de confinamiento. Se puede ver que el resultado de esta simulación, se ajusta con los resultados de las mediciones, de esta forma corroboramos que uno de los endcaps está fuera de su posición de diseño original.

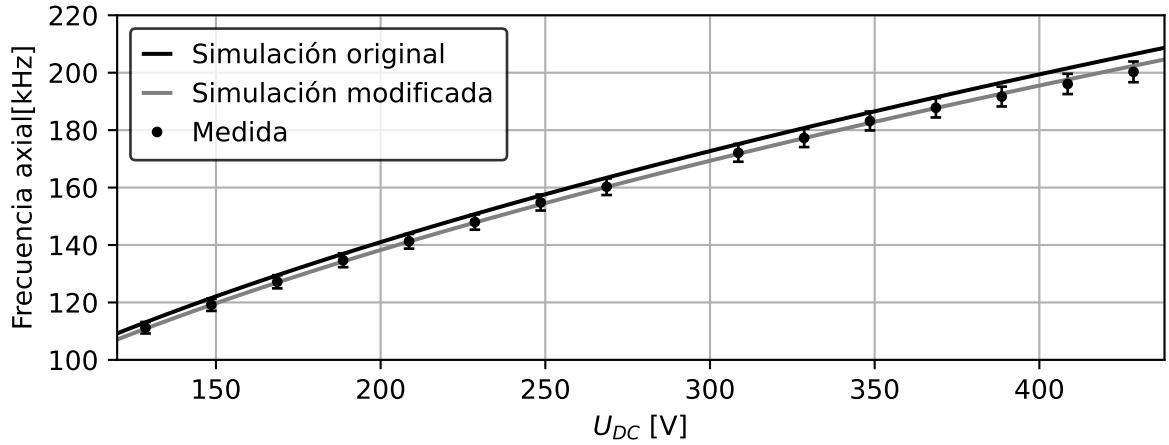

Figura 54: Frecuencias axiales de la trampa medidas. A su vez, se ven las simuladas originalmente (negro) y el resultado de la simulación contemplando que un endcap está alejado del centro, respecto del otro (gris).

4.2.3. Frecuencias radiales

La medición de las frecuencias radiales se hizo de manera similar a la de las frecuencias axiales, la principal modificación es que la señal alterna utilizada para excitar el primer modo,

se impuso en los electrodos de compensación. Esto es debido a que el eje axial tiene una proyección nula sobre los ejes radiales, con lo cual una excitación desde este eje no era posible. Una representación de cómo se veía esta excitación se observó en la Figura 53 b).

El procedimiento consistía en escanear la frecuencia de excitación, buscando que el cristal se derrita y se convierta en nube en una frecuencia específica. Este procedimiento se repite para distintos niveles de amplitud de la tensión RF de las cuchillas (U_{rf}). En la Figura 55, se puede observar el resultado de la medición, acompañado de dos curvas. La primera se corresponde con un ajuste lineal de los puntos medidos y la segunda, se corresponde con las frecuencias calculadas que se desprenden de los parámetro obtenidos de la simulación. Cabe destacar que el desplazamiento del endcap, no implicó una modificación de los parámetros β_{dc} y γ_{dc}.

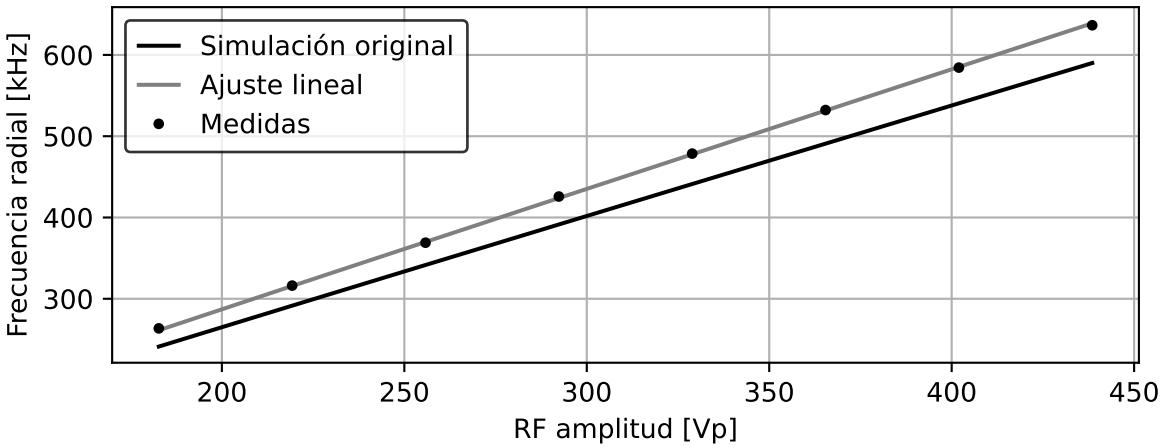

Figura 55: Frecuencias radiales de la trampa medidas. A su vez, se ven las simuladas originalmente (negro) y el resultado de un ajuste lineal con los puntos medidos (gris), este ajuste puede ser utilizado para inferir diferencias entre la trampa ideal y la realmente construida.

De la Figura 55, se desprende que las frecuencias medidas no coinciden exactamente con las simuladas, tampoco caen dentro de la incertidumbre de la medición (no representada en el gráfico debido a que está en el orden del $3\,\%$ del valor medido). Para tratar de encontrar que es lo que se modificó en la implementación de la trampa, se utiliza el ajuste de los puntos medidos para obtener los parámetros $\gamma_{dc} = -0{,}0032\,\mathrm{mm}^2$ y $\gamma_{rf} = 1{,}07\,\mathrm{mm}^2$. Estos difieren de los obtenidos en la simulación ($-0{,}0028\,\mathrm{mm}^2$ y $0{,}988\,\mathrm{mm}^2$), pero no se condicen con un cambio en la distancia de los electrodos. Si, se encontró una correlación entre estos valores (obtenidos del ajuste) y un redondeo de la punta de las cuchillas. No se pudo simular exactamente qué forma tienen las cuchillas exactamente, pero se sospecha que debido al proceso de fabricación la punta no quedó exactamente igual a como fue diseñada. Cabe

destacar que esto no implicó ninguna consecuencia en el uso y desempeño de la trampa, solamente se destaca el alejamiento del diseño original.

4.2.4. Compensación de exceso de micromoción

La compensación del exceso de micromoción se efectúa variando la tensión de los electrodos agregados para tal fin. Cabe destacar que de los cinco potenciales disponibles para modificar, los que más se usan son aquellos que tienen proyección sobre el eje vertical, que son los dos superiores e inferiores. El método de compensación utilizado no es el más robusto, ya que se basa en una medición indirecta respecto a la variación de la posición de los cristales atrapados en función de la amplitud RF.

En principio, modificar la amplitud de la tensión RF que se impone en las cuchillas, solamente debería afectar las frecuencias de confinamiento y a fin de cuentas hacer más o menos confinante el campo electrodinámico. Sin embargo, se puede dar la situación en la cual el mínimo del pseudopotencial generado por la RF, no coincide con el mínimo del potencial estático. Esto se puede deber a imperfecciones en los conductores, cargas espúreas o diferencias en la separación entre las cuchillas, debido a esto se utilizan los electrodos de compensación para agregar un componente continúo en las direcciones radiales y así por hacer coincidir los mínimos de los potenciales estático y dinámico.

Uno de los efectos de que no coincidan estos mínimos, es que al variar la amplitud de la tensión RF, la posición de los cristales de iones se modifica (al depender del mínimo generado entre ambos potenciales). Básicamente, al variar la amplitud, se ve como los iones se mueven verticalmente. Este efecto es el que se usó para compensar la micromoción, ya que usando esta referencia, se ajustan los potenciales en los electrodos de manera iterativa, hasta que no se aprecia más ningún desplazamiento de un cristal con la modificación de la tensión RF.

Esta señal no es la más robusta para llevar a cabo la compensación, debido a que se depende de la magnificación y resolución espacial de la cámara. A su vez, no permite ver desplazamientos en el sentido del sistema de detección, ya que solamente se vería que el cristal se va de foco, pero no un desplazamiento cuantificable. Mejor es utilizar otro efecto que es independiente de la dirección de observación que es basarse en que el exceso de micromoción, genera un calentamiento de los iones [44].

El aumento de la temperatura se puede medir a través de la caracterización del ensan-

chamiento de la transición correspondiente al láser de 369 nm. Sin embargo, esta transición tiene un ancho de línea natural de $19{,}6$ MHz, que supera a la frecuencia de oscilación de la trampa ($7{,}2$ MHz), con lo cual el efecto de la micromoción se ve enmascarado por el ancho de la transición y no es posible utilizar esta técnica debido a la poca sensibilidad que presenta [3].

4.3. ESPECTROS DE LÁSERES Y MICROONDAS

En esta sección se muestran los resultados de las mediciones llevadas a cabo de los espectros de los láseres de 399, 369 y 935 nm, y de la microonda de $12{,}6$ GHz. Se concluye la sección con un procedimiento de atrapado sistemático para los isótopos $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ y $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$.

4.3.1. Espectro 399 nm

La medición del espectro del láser correspondiente al primer paso de la ionización, se lleva a cabo con átomos neutros de iterbio y evaluando la transición $^{1}\mathrm{S}_{0} \rightarrow {}^{1}\mathrm{P}_{1}$, con lo cual se remueven los filtros presentes en la cámara. El barrido del láser se hace modificando la frecuencia de estabilización del mismo de a pasos discretos. Como se mencionó en la sección 4.1, los electrodos y resto de los láseres se encontraban apagados.

En la Figura 56, se presenta la fluoresencia de un haz de Yb neutro, esto se hace subiendo el horno a $4{,}5$ A, que es la máxima corriente de uso, en estas condiciones el horno emite un haz abundante de particulas de Yb que atraviesan el centro de la trampa. Esta medición se hace barriendo la longitud de onda de emisión del láser de 399 nm, que es resonante con la transición $^{1}\mathrm{S}_{0} \rightarrow {}^{1}\mathrm{P}_{1}$. Se pueden ver que hay distintos picos, correspondientes a la resonancia entre la frecuencia del láser y la transición de cada isotopo. Las etiquetas colocadas se basan en la bibliografía de otras mediciones similares previamente realizadas [12, 51].

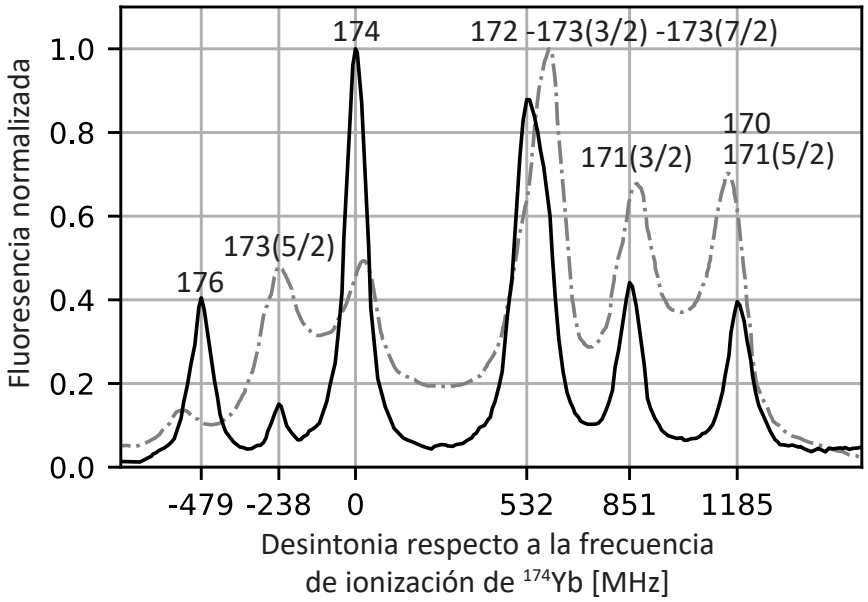

Figura 56: Espectro de iterbio neutro para dos ángulos de incidencia del láser 399 nm, los isotopos se encuentran nomenclados junto a cada resonancia (máximo local). En negro solido se presenta el espectro para un ángulo de incidencia de $95°$ y en gris interrumpido, el correspondiente a un ángulo de $99°$.

La Figura previamente descrita presenta dos curvas diferentes, que varían el ángulo entre el haz de Yb neutro que sale del horno y la dirección de propagación del láser incidente. La curva de $95°$ es con el láser entrando por la ventana frontal y la de $99°$ es entrando axialmente (ver sección 3.5.8). Las curvas medidas dan resultados diferentes debido a que existe un corrimiento Doppler de los espectros en función del ángulo de incidencia [12, 51].

Las mediciones previamente representadas se hicieron con dos potencias diferentes, de $2{,}5$ mW ($99°$) y $0{,}45$ mW ($95°$). Esta diferencia entre las potencias repercute en el ensanchamiento de los espectros de cada isótopo. Esto se debe tener en cuenta para imponer una ionización selectiva, ya que si los espectros se encuentran ensanchados, aumenta la probabilidad de que a una dada frecuencia, se ionicen otros isótopos. La amplitud de la fluoresencia se encuentra normalizada al pico de $^{174}\mathrm{Yb}$, debido a la gran diferencia de niveles que había entre las señales.

Cabe destacar que en base a lo previamente descrito, la potencia del láser de 399 nm utilizada para atrapar cristales es de $108\ \mu\mathrm{W}$, con un díametro del haz en el centro de la trampa de $110\ \mu\mathrm{m}$. Se utilizó un diodo láser con cavidad extendida, del fabricante Toptica (MDL DL PRO HP de 399 nm).

4.3.2. Espectro 369 nm

Se llevaron a cabo mediciones del espectro de la transición de 369 nm, $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. Las curvas se ven en la Figura 57, las potencias correspondientes a cada curva son $100\ \mu\mathrm{W}$ y $5\ \mu\mathrm{W}$. Cada medición está ajustada con una curva Lorentziana, a partir de la cual se determina el ancho de la transición, obteniendo anchos de 42 MHz y 27 MHz, respectivamente. El ensanchamiento se debe fundamentalmente a el efecto de la potencia del láser, por eso a menor potencia el ancho ajustado es más cercano al ancho de línea natural ($19{,}6$ MHz) y por otro lado, la técnica de medición utilizada también calienta los cristales, generando un ensanchamiento.

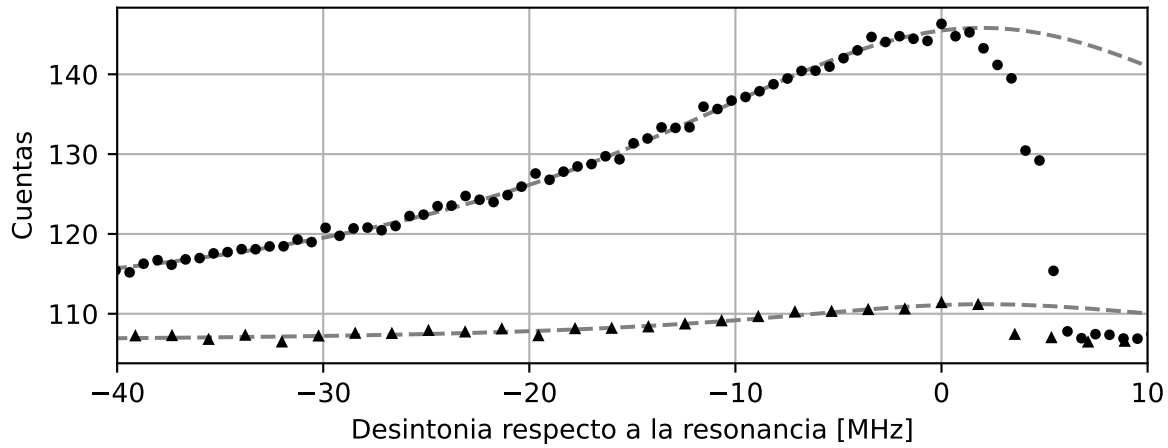

Figura 57: Espectro de láser Doppler (369 nm) de una cristal de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ medido y ajustado con una curva Lorentziana. Los círculos se corresponden para una potencia de $100\ \mu\mathrm{W}$ y los triángulos $5\ \mu\mathrm{W}$.

La medición se efectúa barriendo la frecuencia del láser de 369 nm, a través de modificar el largo de la cavidad de estabilización. Para cada frecuencia se adquiere el promedio de cuentas de una región de interés al rededor del cristal evaluado. El barrido del láser es continúo y se hace partiendo desde un corrimiento al rojo de la resonancia (menor frecuencia), hasta superar la misma. Este método es beneficioso por su rapidez y baja complejidad, sin embargo tiende a falsear la medición, ya que el enfriado varía en función de la frecuencia, con lo cuál cada punto que se mide es con los cristales a diferente temperatura y por lo tanto, varía su fluoresencia. A su vez, pierde capacidad de resolver correctamente al rededor de la resonancia, debido a que el láser de interrogación tiene un ancho de banda asociado y cercano a la resonancia, se da la posibilidad de que el láser caliente en vez de enfriar.

Estas mediciones se puede hacer más efectivas si se las hace pulsadas, sin embargo no se llevaron a cabo estas mediciones. El procedimiento consiste en que el barrido en frecuencia

no es continúo, si no que entre cada punto de medición se alterna un ciclo de enfriado. De esta manera, cada punto medido debería ser con los iones en la misma condición.

4.3.3. Fluorescencia dependiente de la potencia: 369 nm

El efecto de la potencia en el láser de 369 nm tiene efectos distintos en $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ y en $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$. En el primer caso la transición satura y un aumento de la potencia desmedido podría llegar a generar un calentamiento de los iones. Por otro lado, el segundo caso no presenta una saturación. Sino que debido al efecto de CPT, los iones tienden a quedar en un estado oscuro a medida que se aumenta la potencia[19, 61]. De esta manera la curva presenta un máximo local y luego disminuye su potencia.

Las curvas correspondientes a cada barrido en potencia se ven en la Figura 58. Cabe destacar que el eje horizontal se corresponde con atenuación del AOM y, cuando la misma se expresa en veces, es directamente proporcional a la potencia incidente sobre los iones, sin embargo el eje está expresado en dB, por lo tanto la relación es monotónica en la representación. La potencia correspondiente al máximo de la curva de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ es de $110\ \mu\mathrm{W}$ y respecto de las mediciones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, el máximo se corresponden con $27\ \mu\mathrm{W}$. El diámetro del haz en el foco se estima que es de aproximadamente $71{,}5\ \mu\mathrm{m}$.

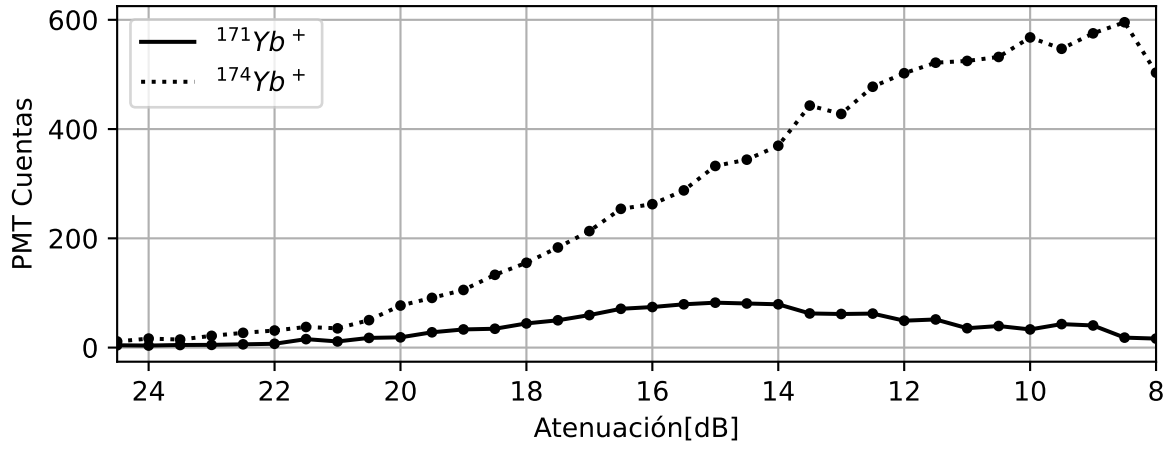

Figura 58: Fluoresencia en función de la atenuación del AOM del láser de 369 nm, para cristales de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ y $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$.

4.3.4. Espectro 935 nm

En la Figura 59, se presenta el espectro del láser de rebombeo medido para distintas potencias en un cristal de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. En las mediciones de menor potencia se aprecia la aparición de picos en el espectro, estos se considera que son debido a las diferentes proyecciones

que tiene el espín de los niveles $^2\mathrm{D}_{3/2}$ y $^3[3/2]_{1/2}$, con lo cual ante el barrido del láser de rebombeo, se puede dar una población en un estado oscuro [61]. Esto no pasa a mayores potencias, debido al ensanchamiento por potencia.

Debido a que la función del láser de rebombeo es la despoblar lo más rápidamente el nivel $^2\mathrm{D}_{3/2}$, se lo utiliza en la potencia de 1 mW, para garantizar que se saturan todas las transiciones y no se da la población de estados oscuros.

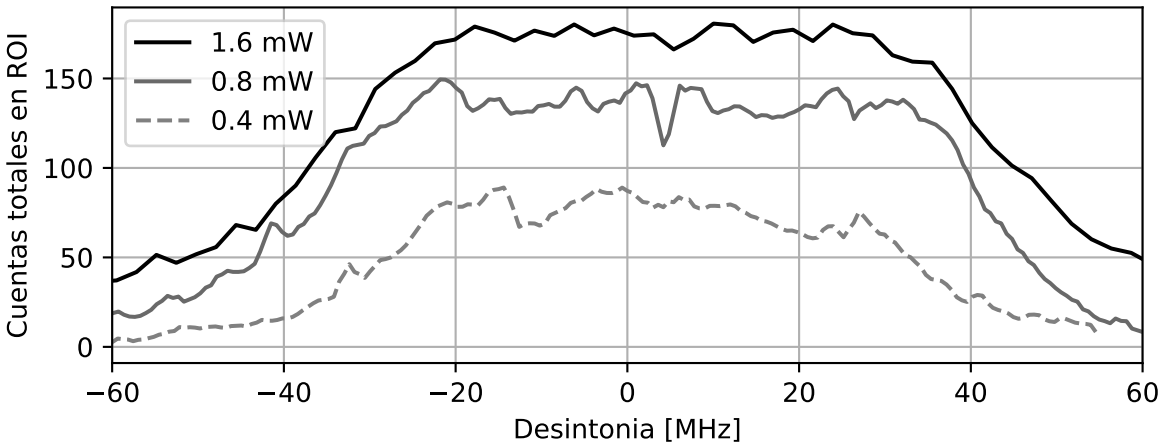

Figura 59: Espectro del barrido, respecto del centro de la resonacia, del láser de 935 nm para tres potencias distintas. Las mediciones se hicieron sobre cristales de diferentes dimensiones, pero fueron normalizadas para que las cuentas totales se correspondan con un solo ion de $^{174}\mathrm{Yb}^+$. Las mediciones de $0{,}8$ y $0{,}4$ mW se hicieron a su vez, con una mayor cantidad de puntos y para la representación, se utiliza un promediado móvil de tres muestras. El piso de ruido fue sustraído, para permitir una mejor normalización de las curvas.

4.3.5. Espectro microondas

El espectro de la transición $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$ fue medido y el resultado se puede apreciar en la Figura 60. Esta medición se efectúa con una cristal de $^{171}\mathrm{Yb}^+$ y con los láseres del ciclo de fluoresencia prendidos, se procede a barrer la frecuencia de la salida del Artiq que ingresa al mezclador. Cada punto es medido una única vez y el resultado representado presenta tres picos debido a las transiciones generadas por el efecto Zeeman, que da lugar a tres proyecciones de espín totales $\mathrm{m}=\pm 1 \text{ and } 0$.

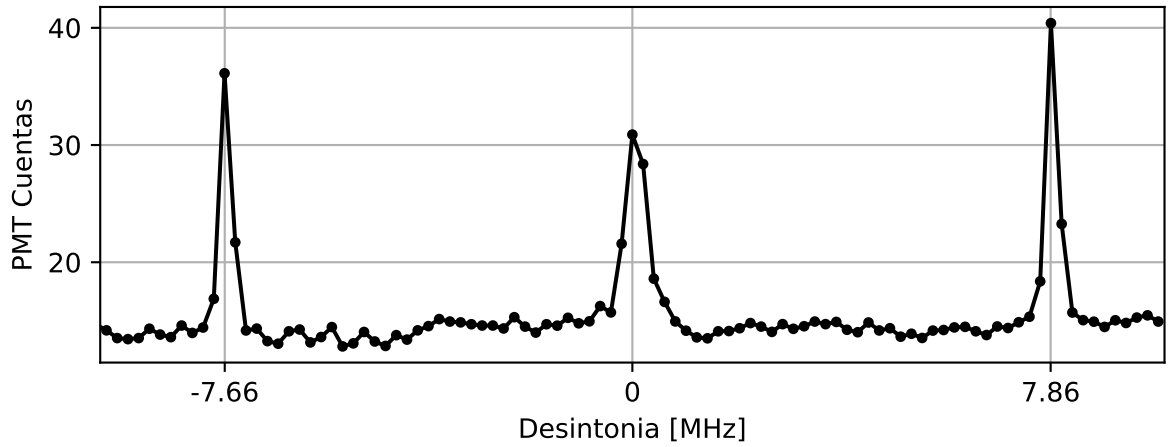

Figura 60: Espectro de la transición ${}^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1\rangle$. La desintonía es respecto a la frecuencia de la microonda de $12{,}642817$ GHz, correspondiente a la transición $|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow |\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=0\rangle$

La separación entre picos a su vez permite medir el campo magnético presente en el centro de la trampa, ya que el Zeeman split es de $1{,}4\,\mathrm{MHz/G}$. La separación promedio entre el pico central ($\mathrm{m}=0$) y los externos es de $7{,}76\,\mathrm{MHz}$. De esta forma se puede calcular que el campo magnético generado por los imanes y compensado por las bobinas es de $5{,}54\,\mathrm{G}$.

Cabe destacar que la amplitud de los picos no es similar y esto no es debido a un submuestreo, sino que experimentalmente siempre se comprobó que las transiciones a los niveles $\mathrm{m}=\pm1$, fluoresen más que la del $\mathrm{m}=0$. Asociamos este comportamiento a que la microonda tiene una polarización de su campo magnético que en principio debería ser perpendicular al campo magnético impuesto en el centro de la trampa. De esta forma, se espera que las transiciones excitadas deberían ser únicamente a los niveles $\mathrm{m}=\pm1$, sin embargo se considera que la polarización en realidad está ligeramente rotada, con lo cual tiene una proyección sobre ambos ejes de cuantización.

4.3.6. Atrapado sistemático de cristales

En esta sección se decribe en detalle el procedimiento de atrapado de cristales de ${}^{171}\mathrm{Yb}^+$ y de ${}^{174}\mathrm{Yb}^+$. Los procedimientos son similares, pero las características de la estructura hiperfina del ${}^{171}\mathrm{Yb}^+$, hacen que se requieran pasos adicionales para conseguir un atrapado repetible. Antes de cada atrapado, se recomienda tener calibrado el medidor de longitud de onda y el campo magnético, en el caso de que sea necesario.

En primer lugar se describe el paso a paso para poder atrapar un cristal de ${}^{171}\mathrm{Yb}^+$.

1. Prender el horno y llevarlo hasta la corriente de 3 A.

2. Configuración inicial: El primer paso de ionización (399 nm), tiene que estar configurado en la frecuencia de $751{,}527573$ THz y con una potencia de 100 μW. El generador de microondas debe estar en la frecuencia de $6371{,}5$ MHz (la emisión es el doble de esta frecuencia) y la salida de generador que va al mezclador, debe estar en $99{,}98$ MHz. La longitud de onda del láser de 369 nm, debe ser de $369{,}5259$ nm desplazada al rojo unos 200 MHz para mejorar el enfriado, la potencia debe ser de 100 μW. El láser de 935 nm se sintoniza a la longitud de onda de $935{,}1873$ nm y con una potencia de 1 mW. El EOM UV debe estar apagado (o interrumpido) y el EOM IR, debe estar con una frecuencia de $3{,}07$ GHz.

3. Se prenden todos los láseres y en particular el 399 nm se lo deja prendido durante 3 segundos (aumentar para cristales mayores) y luego se lo interrumpe.

4. Una vez apagado el primer paso de ionización, se baja la potencia del 369 nm a 27 μW y se lo sintoniza hacia la resonancia de la transición. Se recomienda hacerlo lentamente (pasos de 5 o 10 MHz), para evitar calentar los iones si se pasa de la resonancia.

5. Ajustar el láser de 935 nm para maximizar la fluoresencia si es necesario.

6. Se obtiene el cristal confinado y enfriado, como se puede ver en la Figura 61.

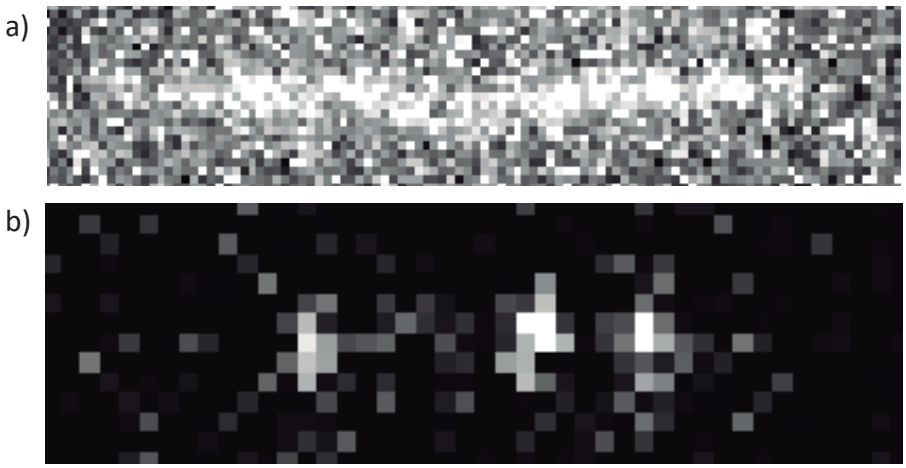

Figura 61: Cristales iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, imagens tomada con la cámara sCMOS: a) Tiempo de exposición de $1{,}5$ segundos, sin agrupamiento de pixeles y sin rendijas. b) Tiempo de exposición de 1 segundo, agrupamiento de 2×2 pixeles y rendijas optimizadas.

En el caso de buscar atrapar iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, se debe seguir el siguiente procedimiento:

1. Prender el horno y llevarlo hasta la corriente de 3 A.

2. Configuración inicial: El primer paso de ionización (399 nm), tiene que estar configurado en la frecuencia de $751{,}526673$ THz y con una potencia de $100\ \mu\mathrm{W}$. La longitud de onda del láser de 369 nm, debe ser de $369{,}5249$ nm desplazada al rojo unos 20 MHz, la potencia debe ser de $108\ \mu\mathrm{W}$. El láser de 935 nm se sintoniza a la longitud de onda de $935{,}1792$ nm y con una potencia de 1 mW. La microonda y los EOM deben estar apagados, no son necesarios en este caso.

3. Se prenden todos los láseres y en particular el 399 nm se lo deja prendido durante 3 segundos (aumentar para cristales mayores) y luego se lo interrumpe.

4. Una vez apagado el primer paso de ionización, se sintonizan los láseres de 369 y 935 nm, para maximizar la fluorescencia (sintonizar hacia la transición correspondiente).

5. Se obtiene el cristal confinado y enfriado, como se puede ver en la Figura 62.

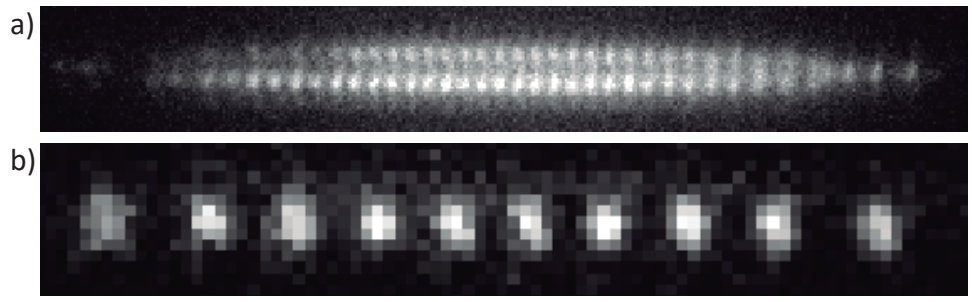

Figura 62: Cristales iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, imagens tomada con la cámara sCMOS, con un tiempo de exposición de 500 ms: a) Cristal de más de 70 iones, con forma de Zeppelin, debido al confinamiento axial. Los agujeros en los extremos se corresponden con otros isótopos de Yb que fueron atrapados. b) Cristal lineal de 10 iones, notese el incremento de separación de los iones en los extremos, debido a la repulsión de Coulomb.

4.4. EXPERIMENTOS PULSADOS

A continuación se detallan mediciones intermedias y caracterizaciones para poder llevar a cabo mediciones pulsadas y se cierra la sección con la medición de oscilaciones y espectros de Rabi, que determinan las capacidades del sistema de atrapado en su conjunto.

4.4.1. Diferenciación de estados

La parte más importante en la detección de una medición pulsada, es la capacidad de distinguir un estado oscuro de un estado brillante. Es decir, la capacidad de distinguir si un cristal de iones se encuentra en un ciclo de fluorescencia cerrado o en un estado oscuro. En particular, este desafío es relevante con el $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ que fluorese menos que el $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, con lo cual la señal de este isótopo compite contra el piso de ruido del sistema. Si el ruido es eléctrico, esto se puede mejorar aumentando el tiempo de exposición. Para otras fuentes de fotones espúreas, se pueden utilizar otras técnicas como la discutida en la sección 3.6.1.

Para caracterizar el mínimo tiempo de exposición necesario, se hicieron histogramas de la fluoresencia medida de cristales y también de los cristales en un estado oscuro (rebombeo apagado). Viendo la separación entre estos histogramas, se puede determinar si a un dado tiempo de exposición se puede distinguir (promediando múltiples adquisiciones) un cristal en un ciclo de fluoresencia o en un estado oscuro. En la Figura 63, se presentan los histogramas (100 muestras consecutivas tomadas) para una medición de un cristal de seis iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, cambiando el tiempo de exposición de la cámara. Se puede observar que a partir de 20 ms de exposición, ambos histogramas están completamente separados, con lo cual se puede utilizar este tiempo para esta medición.

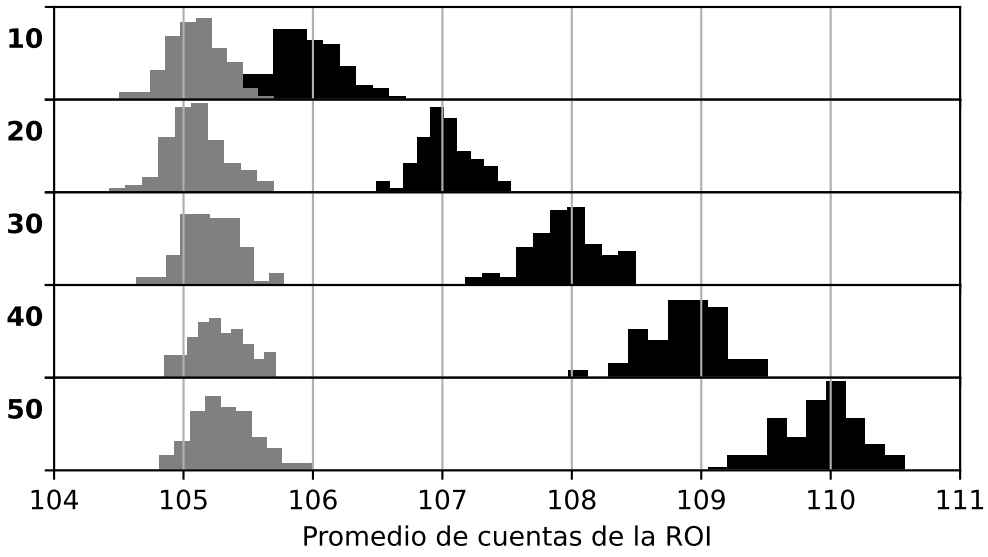

Figura 63: Histogramas de la captura de fluoresencia de la cámara sCMOS, para seis tiempos de exposición distintos (10 a 50 ms), de un cristal de 6 iones de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$. En negro se presenta la fluoresencia de los iones y en gris, el estado de oscuridad (935 nm apagado). El eje y, se encuentra normalizado y es el mismo para todos los casos estudiados.

Existe otra técnica que permite mejorar la relación señal ruido del sistema, que es utilizar el agrupamiento de pixeles (*binning*), que consiste en tomar pixeles aledaños y promediarlos, esta funcionalidad es propia del equipo y lo hace de manera electrónica en la etapa de adquisición de la imagen (no es un procesado digital de la imagen adquirida). Este promediado, disminuye la resolución espacial, ya que en esencia se disminuye la cantidad de pixeles totales, pero disminuye el ruido ya que en el promediado, cualquier ruido aleatorio tendería a promediarse a cero.

Para evaluar la utilidad de esta herramienta, se hacen histogramas de un único ion de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, para tres tiempos de exposición diferentes, pero cuatro condiciones de agrupamiento diferentes, los resultados se presentan en la Figura 64. La imagen que se ve en la parte izquierda, es cómo se ve un ion ante un tiempo de exposición de 500 ms, para cada condición de agrupamiento. Para tiempos por debajo de 100 ms, los iones eran casi indistinguibles en una sola adquisición. Se puede ver, que aumentar el agrupamiento separa los histogramas gris claro y negro, pero tiene un efecto menor que la variación del tiempo de exposición. A su vez, el cuarto histograma, es para la misma condición del tercero, pero con la ROI más ajustada, mostrando que este es un parámetro importante de ajuste para disminuir el nivel de ruido (ya que para una misma ROI, el agrupado de 2x2 muestra mejores resultados que 4x4).

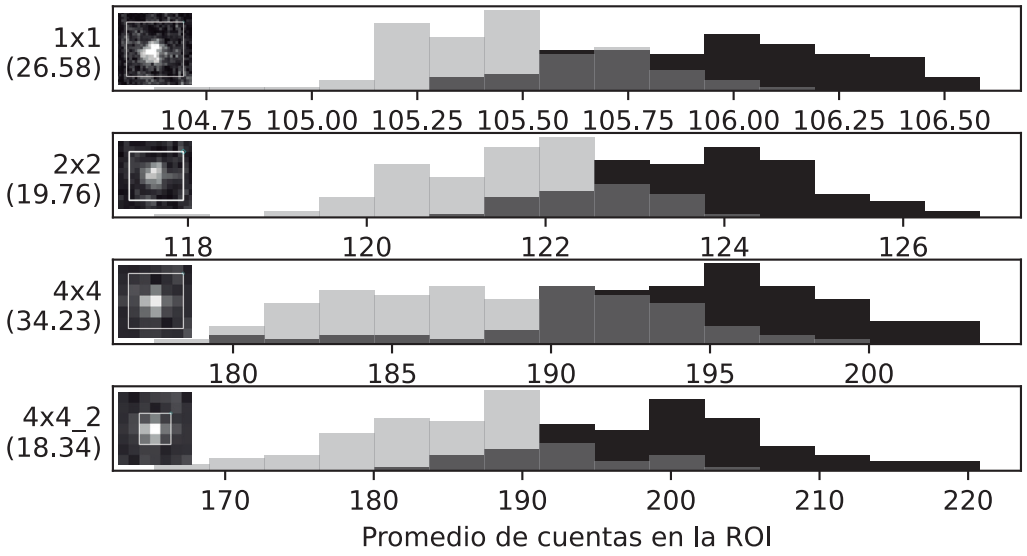

Figura 64: Histogramas de la captura de fluoresencia de la cámara sCMOS de un ion de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, para cuatro condiciones de agrupamiento diferentes, pero para un mismo tiempo de exposición de 10 ms. La imagen de la izquierda, es como se ve el ion con un tiempo de exposición de 500 ms, junto con la ROI evaluada. En el eje y, se presenta el tipo de agrupamiento utilizado y entre parentesis se representa el porcentaje de área solapada entre el ion fluoresciendo (negro) y apagado (gris claro), el gris oscuro es el solapamiento.

La capacidad del filtrado espacial, presentado en la sección anterior, es evaluado para un ion de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$ a un tiempo de exposción de la cámara de 20 ms, para tres condiciones de rendijas cerradas, los resultados se ven en la Figura 65. La primera medición con las rendijas es abiertas del todo, luego en una condición de optimización tratando de no tapar tanto la luz de los iones y la tercera es con la rendija aún mas cerrada. Se puede ver, que la rendija saca parte de la luz proveniente de los iones, pero se puede optimizar para mejorar la relación señal ruido (separación de los histogramas en este caso). La imagen del ion para cada condición es tomada con 500 ms de exposición.

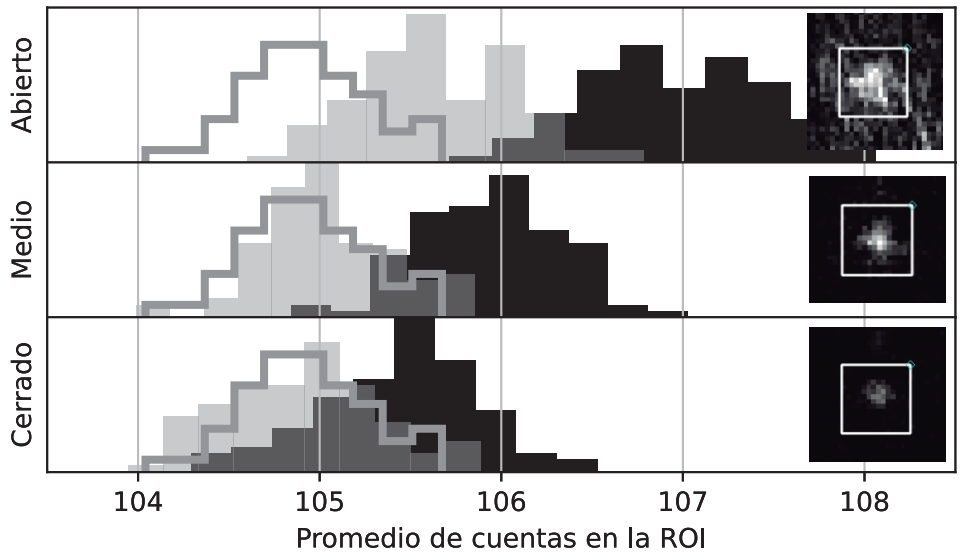

Figura 65: Histogramas de la captura de fluoresencia de la cámara sCMOS de un ion de $^{174}\mathrm{Yb}^{+}$, para tres instancias de apertura de rendijas diferentes, pero para un mismo tiempo de exposición de 20 ms. La imagen de la derecha, es como se ve el ion con un tiempo de exposición de 500 ms, junto con la ROI evaluada. El ion fluoresciendo (negro) y apagado (gris claro), el gris oscuro es el solapamiento, entre ambos histogramas y la línea gris es el perfil de histograma del ruido propio de la cámara, en ausencia de luz, por eso se repite en las tres condiciones.

Finalmente, se evalúa el tiempo de exposición de 500 ms para distinguir un cristal de cuatro iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, en la Figura 66 se ve el resultado de un histograma para condición fluoresencete y oscura, hechos en base a 100 mediciones. Las rendijas estaban en una posición optimizada y se usó un agrupamiento de pixeles (2x2). Es posible ver, que el solapamiento entre ambas curvas es tal que no se pueden distinguir fidedignamente, si el cristal se encuentra en un estado oscuro o no. Debido a esto, se optó por cambiar el método de adquisición y se agregó un fotomultiplicador (PMT).

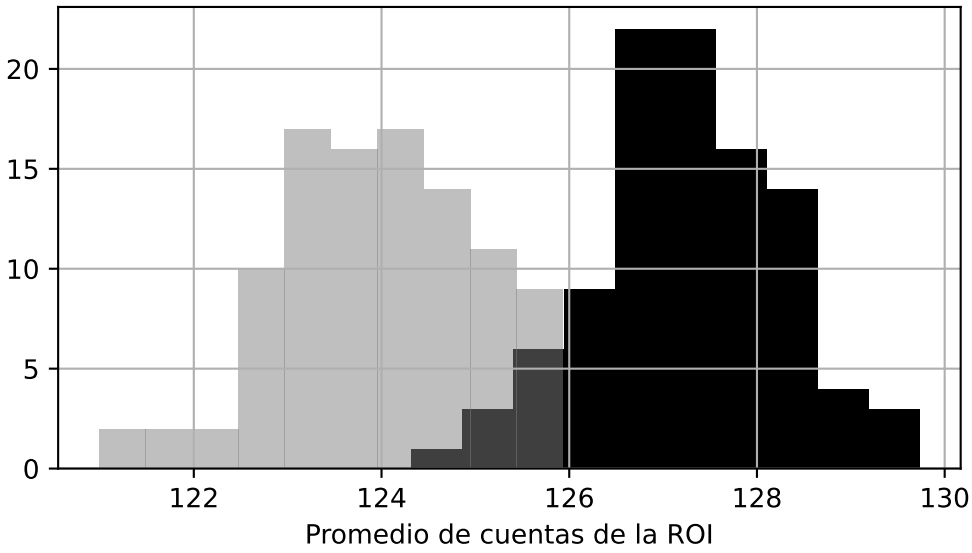

Figura 66: Histograma de cuatro iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, para un tiempo de exposición de 500 ms. En negro se presentan los resultados de los iones fluoreseciendo y en gris tenue, la misma superficie de ROI, pero una región de la cámara donde no había iones.

El PMT permitió no solo poder mejorar la relación señal ruido del sistema, sino poder disminuir el tiempo de exposición para las mediciones pulsadas. En la Figura 67, se pueden ver una serie de histogramas hechos para 100 adquisiciones, variando el tiempo de duración de cada una. Se aprecia que a partir de $0{,}5$ ms un cristal de siete iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ fluoresciendo, es perfectamente distinguible de un estado oscuro.

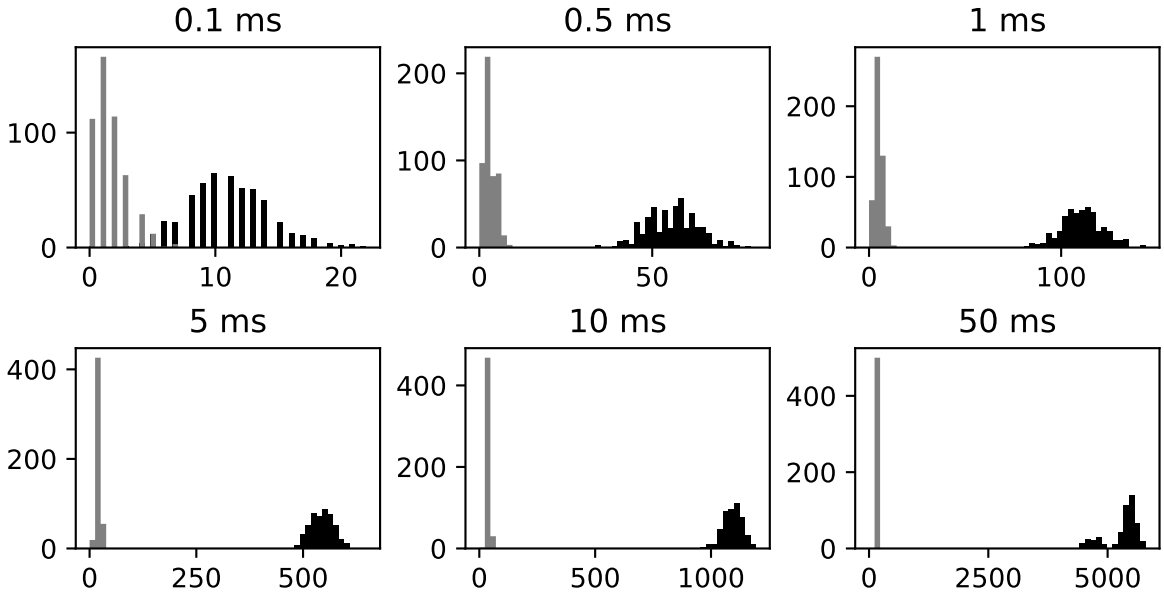

Figura 67: Histogramas de un cristal de siete iones de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, para seis tiempos de adquisición distintos. En negro se ven los iones fluoresciendo y en gris, el láser de 935 nm es apagado. Los ejes x, se corresponden con la cantidad de cuentas que llegan al PMT, nótese que a medida que se aumenta el tiempo de exposición, las cuentas aumentan proporcionalmente.

4.4.2. Oscilaciones de Rabi

A continuación desarrollaremos la caracterización de las oscilaciones de Rabi, del estado fundamental del $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$. Esta medición es la más compleja que fue llevada a cabo e independientemente de medir la variable mencionada, sirve para evaluar el desempeño de prácticamente todo el sistema de atrapado, en particular la capacidad de llevar a cabo experimentos pulsados. Esta medición requiere una etapa previa de preparación de estado, seguida de una exposición a un forzado, en este caso microondas (MW) y finaliza con una posterior detección del estado en el que se encuentran los iones. En los próximos párrafos desarrollaremos estos conceptos, para cerrar este apartado con los resultados obtenidos.

Preparación de estados: En este caso llevamos a cabo la medición de oscilaciones de Rabi entre los niveles del estado fundamental de $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$, es decir la transición $^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^{2}\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=0\rangle$. A modo simplificado, la medición consiste en tres instancias: preparar el estado de menor energía, exponer a la microonda durante un determinado tiempo y detectar el estado en el que se encuentra. Estas tres instancias se repiten múltiples veces para cada tiempo de exposición a las microondas, para poder determinar estadísticamente el estado en el que se encuentra el ion. Para completar la medición, se repite el procedimiento

variando el tiempo de exposición a la microonda.

La preparación del estado $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$ consiste en garantizar el decaimiento a este nivel, sin que sea despoblado. Como el único mecanismo de excitación de este nivel es la microonda, se procede a dejar todos los láseres prendidos y la MW apagada. Cabe destacar que el EOM-UV, no es estrictamente necesario para preparar el estado, pero si es útil para estimular el decaimiento y disminuir el tiempo requerido para la preparación. Este efecto se ve en la Figura 68, donde se presentan dos curvas que se corresponden con la preparación del estado $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, una con el EOM-UV encendido y la otra no. Estas mediciones se hacen apagando la microonda y midiendo la fluoresecencia un tiempo luego de apagar la misma, se utiliza el PMT con un tiempo de conteo de 1 ms. Se realizan 400 muestras y se las promedia para obtener el valor correspondiente a cada punto. Se considera que el estado del ion es el buscado, una vez que cada curva alcanza el piso de ruido, en este caso vemos que utilizando el EOM-UV, esto sucede en menos de 1 ms y en el caso contrario sucede en aproximadamente 3 ms.

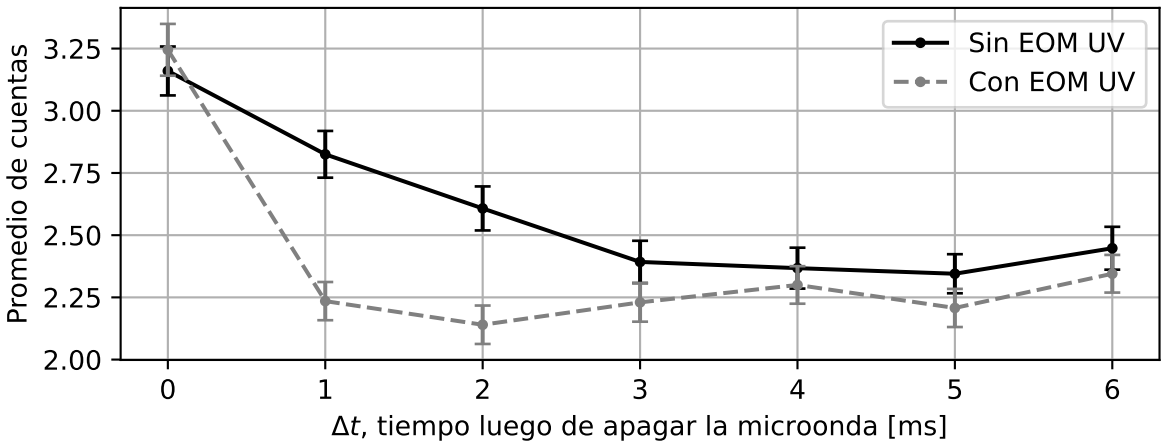

Figura 68: Caracterización de la utilización del EOM-UV para la preparación del estado $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$.Cada punto se corresponde con el promediado de 400 muestras tomadas y la barra de error, se corresponde a un desvío estándar de la media.

En mediciones posteriores se determinó que utilizando el EOM-UV, se prepara el estado de menor energía en aproximadamente $100\ \mu\mathrm{s}$, como se puede ver en la Figura 69. Sin embargo, se decide utilizar un tiempo de preparación de $500\ \mu\mathrm{s}$ para garantizar que los iones se encuentran en este estado.

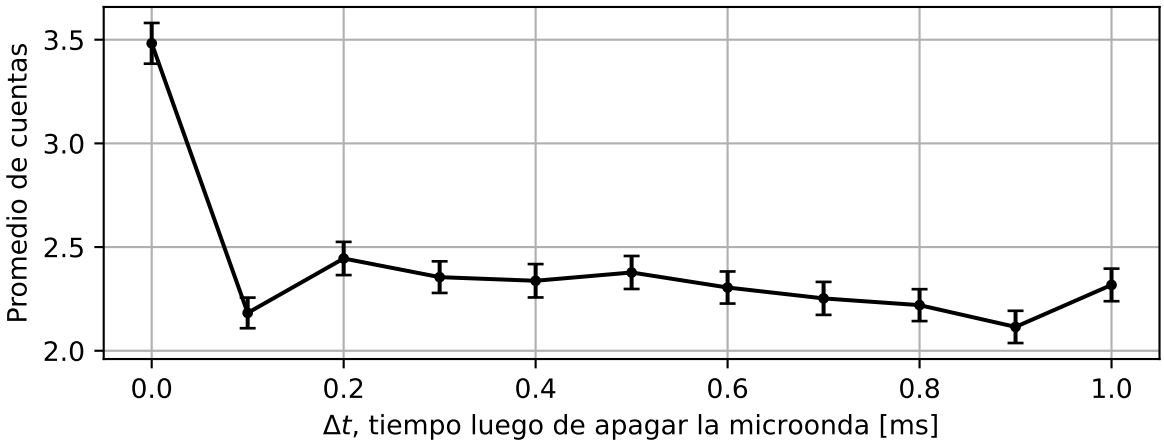

Figura 69: Caracterización de la utilización del EOM-UV para la preparación del estado $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, para tiempos menores a 1 ms. Cada punto se corresponde con el promediado de 400 muestras tomadas y la barra de error, se corresponde a un desvío estándar de la media.

Una vez preparado el estado, se procede a prender la emisión de las microondas durante un tiempo variable (se corresponde con el eje X de las oscilaciones medidas), utilizando la salida RF de la Artiq al mixer. Este método es más rápido (centena de nanosegundos), que el prendido y apagado de la microonda desde el generador, este es un requerimiento importante para disminuir el tiempo requerido para ejecutar las mediciones. Si se tarda demasiado, la deriva de los láseres puede afectar la detección de los estados.

Detección del estado: Luego se procede a detectar en que estado están los iones, para esto se requiere la microonda apagada y también se evita la utilización del EOM-UV. La idea consiste en irradiar a los iones con los láseres correspondientes al ciclo de fluorescencia cerrada. El estado $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=0\rangle$, pertenece a este ciclo con lo cual si los iones estaban en este nivel, emitirán fotones y por lo tanto, serán medidos por el PMT. En caso de encontrarse en el nivel $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, los iones están por fuera del ciclo y por lo tanto, es un estado oscuro. Es decir, que la presencia de fluorescencia indica que están en el estado excitado y su ausencia, que están en el de energía más baja. Es importante destacar que la medición de la detección del estado se ve afectada por la excitación no resonante al nivel $^2\mathrm{P}_{1/2}|\mathrm{F}=1$, como se discutió en la sección 2.4.2.

Esta excitación plantea un camino al nivel, $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, con lo cual falsearía la medición. De esta forma, el tiempo de detección tiene que ser tal, que no se vea afectado (o al menos, se reduzca la probabilidad) que puede ser visto en la Figura 68. Donde la curva presentada como sin EOM-UV, es el caso de esta medición y vemos que ante la ausencia de microondas,

a los 3 ms el promedio de cuentas ya demarca que los iones se encuentran en el estado de menor energía, lo que es asociado a un decaimiento estimulado por la mencionada transición no resonante, debido a que este tiempo es mucho menor al tiempo de vida del nivel $^3\mathrm{D}_{3/2}$ o el $^3[3/2]_{3/2}$, que son posibles decaimientos a este nivel.

En base a lo mencionado previamente, se establece que el tiempo de detección tiene que ser corto ($\ll 3$ ms), pero también se encuentra el límite impuesto por la fluorescencia propioa del ion, el piso de ruido y la eficiencia de detección, ya discutidas anteriormente. Tomando en cuenta todos estos factores, se determina que el tiempo de detección es de 500 μs.

Una vez que se lleva a cabo la detección, se comienza de nuevo el ciclo de medición. Cabe destacar, que antes de llevar cabo la preparación de estados, se agrega un paso previo que es de enfriado. Es decir, se deja a los iones en un ciclo de fluorecencia durante 1 ms para que los mismos vuelvan siempre a empezar con la misma temperatura. Para el enfriado se sintoniza la MW a la transición $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow {}^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=1\rangle$ que tiene una mayor fluoresencia (ver sección 4.3.5). El EOM-UV se encuentra apagado y todo el resto se enciende para tener el ciclo de fluoresencia cerrado.

Rutina de medición: Los pasos previamente mencionados, se ven en la Figura 70 separando cada etapa y especficando qué se encuentra encendido y que no en cada paso de la medición.

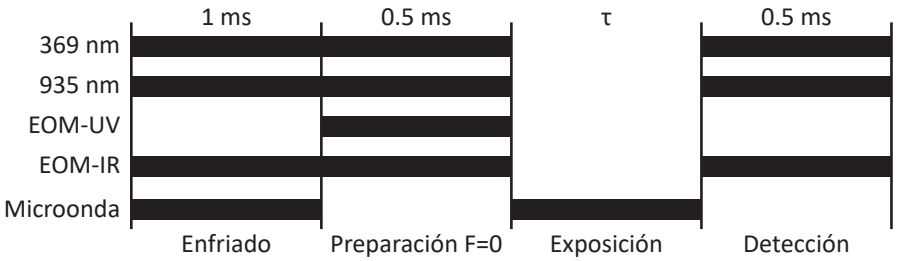

Figura 70: Rutina para la medición de un punto de las oscilaciones de Rabi. La barra negra implica que esa instancia se encuentra encendida, durante el tiempo especificado en la parte superior de cada etapa, τ es el tiempo variable de exposición a las microondas.

Resultado de medición: Finalmente en la Figura 71, se observan las oscilaciones de Rabi del estado fundamental. Cabe destacar que esta medición se realiza para la mayor amplitud de salida del generador de RF de la Artiq (es decir máxima amplitud de la microonda). Los puntos representados son el resultado de promediar 400 muestras. Las barras de error se

corresponden con un desvío estándar de le media, con lo cuál representan un intervalo de confianza del $68\,\%$.

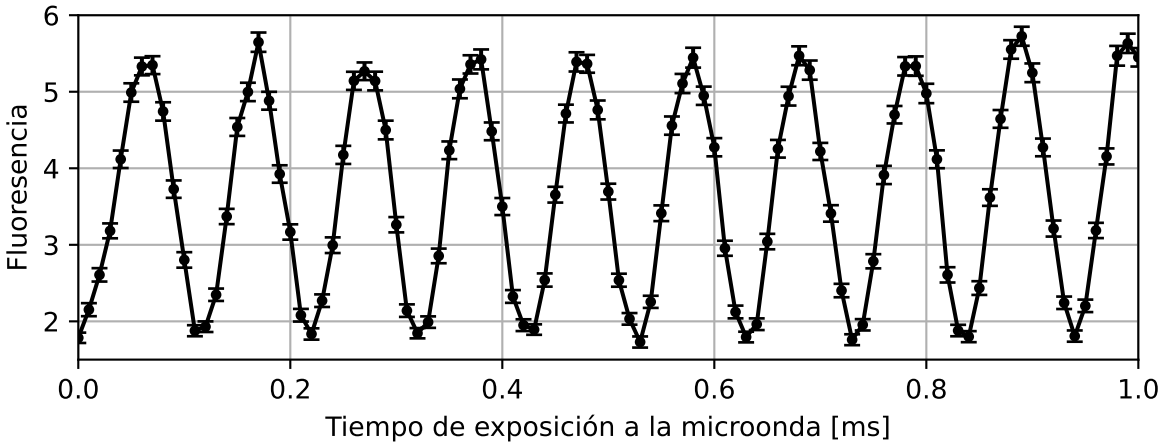

Figura 71: Oscilaciones de Rabi medidas, cada punto se corresponde con el promedio de 400 mediciones individuales. Las barras de error corresponden a un desvío estándar de la media.

La frecuencia de Rabi depende de la amplitud de la MW, para caracterizar la dependencia en función de este parámetro, se repite la medición para distintas amplitudes de salida de la Artiq, el resultado de la medición de esta frecuencia se ve en la Figura 72. Donde se repitió para cada punto una medición como la reportada en la Figura 71 y luego se obtiene la frecuencia haciendo un análisis del espectro, a través de una transformada rápida de Fourier (FFT) implementada a través de la biblioteca *matplotlib* de *Python*, para optimizar la detección de la frecuencia fundamental se utiliza un ventaneo del tipo Hann. Las barras de error se corresponden con el ancho a media altura, del pico correspondiente a la frecuencia de Rabi.

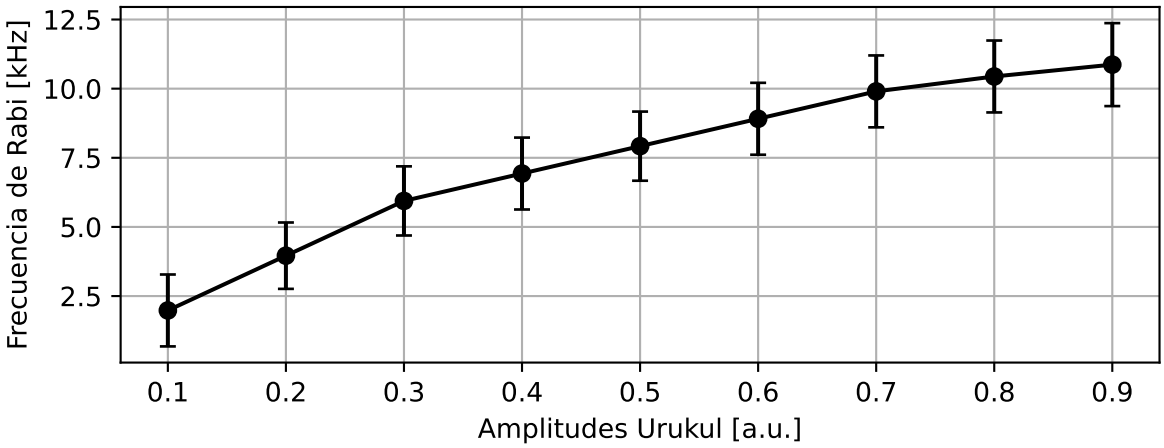

Figura 72: Frecuencias de Rabi medidas, cada medición se obtiene de repetir la medición de la oscilación de Rabi, para diferentes amplitudes de salida RF de la Urukul. Las barras de error se corresponden con el FWHM, de la frecuencia medida hacinedo un análisis de espectro de la medición obtenida.

4.4.3. Espectro de Rabi

La medición del espectro de Rabi es muy similar al procedimiento de medición de oscilaciones de Rabi, pero en vez de variar el tiempo de exposición (es constante a lo largo de cada medición), se modifica la frecuencia de emisión de la microonda. El resultado de una medición se puede ver en la Figura 73, donde es posible ver la falta de simetría del espectro. Esta medición consiste en el promediado de seis mediciones diferentes, junto con un promediado móvil de tres muestras. Esto se debe a que los resultados eran muy ruidosos y se decide procesar el resultado para disminuir la influencia en el análisis de los mismos.

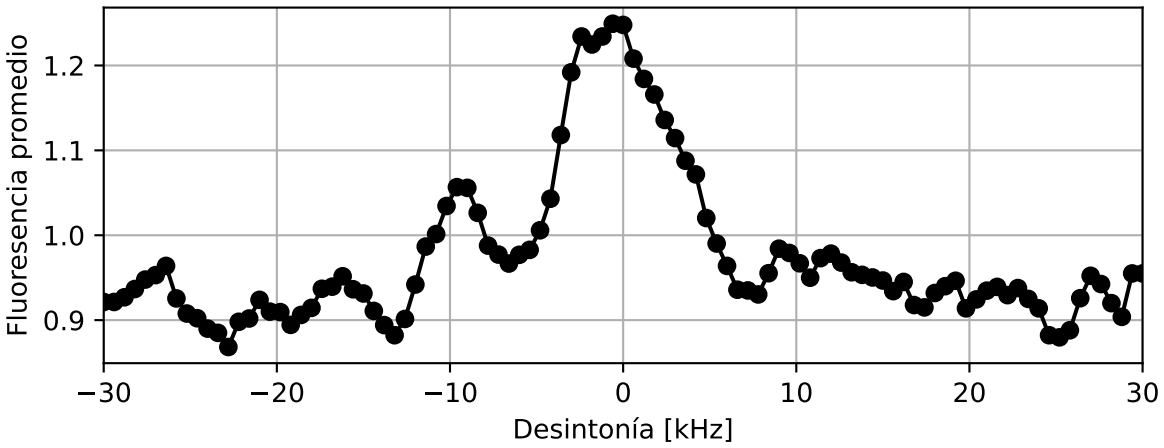

Figura 73: Espectro de Rabi, resultante de promediar seis mediciones diferentes y aplicando un promediado móvil de tres muestras.

Como se mencionó en la sección 2.6.1, los espectros deberían tener una forma simé-

trica al rededor de la frecuencia en la cuál la transición queda sintonizada con la fuente de microondas. Sin embargo, hay ciertas condiciones que pueden inducir una asimetría en el espectro. En particular el efecto Autler-Townes (conocido como efecto Stark AC), puede ser responsable de esta forma del espectro tan particular.

El efecto mencionado, consiste en una modificación del espectro de absorción y emisión del ion, que se da cuando un campo externo oscilante entra en resonancia con una línea espectral correspondiente a la transición medida [81]. En este caso la línea espectral en cuestión es la ocasionada por la separación DC Zeeman (ω_z) generada por el campo magnético constante, que fija el eje de cuantización. Luego se requiere un campo magnético alterno, el cuál surge de imperfecciones en la trampa y una compensación del exceso de micromoción insuficiente. Estos dos factores provocan que el campo eléctrico dinámico, usado para confinar los iones, no se cancele en el centro de la trampa e induzca un campo magnético AC en la región de atrapado (también llamado AC Zeeman shift). Este campo magnético tiene la misma frecuencia (ω_{rf}) y una amplitud proporcional a la radio frecuencia impuesta en las cuchillas [11, 23, 86].

Si, se evalúa un caso en donde $\omega_z \approx \omega_{rf}$ se puede obtener un espectro asimétrico y similar al medido. En la Figura 74, se presenta la simulación llevada a cabo usando la biblioteca *qutip*, que permite la simulación de sistemas cuánticos. En este caso se simula un sistema de cuatro niveles: $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=0\rangle$, $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=0\rangle$,$^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=1\rangle$ y $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=-1\rangle$. Donde se obtiene el espectro de la transición $|\mathrm{F}=0\rangle \rightarrow\ |\mathrm{F}=1,\mathrm{m}=0\rangle$, en función de la frecuencia de la microonda (Δ_{MW}), considerando la desintonía $\Delta_\omega = \omega_{rf} - \omega_z$. Los acoples entre los distintos niveles son dados por las frecuencias de Rabi $\Omega_0 = 2\pi \times 7{,}5\,\mathrm{kHz}$, $\Omega_1 = 2\pi \times 9{,}5\,\mathrm{kHz}$ y $\Omega_{-1} = 2\pi \times 6{,}65\,\mathrm{kHz}$, las diferencias en las frecuencias de Rabi se asocian a una polarización desalineada respecto al eje de cuantización. La matriz usada para la simulación se presenta a continuación:

$$\begin{pmatrix} \Delta_{MW} & \frac{\Omega_0}{2} & 0 & 0 \\ \frac{\Omega_0}{2} & 0 & \frac{\Omega_1}{2} & \frac{\Omega_{-1}}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_1}{2} & \Delta_\omega & 0 \\ 0 & \frac{\Omega_{-1}}{2} & 0 & -\Delta_\omega \end{pmatrix} \tag{19}$$

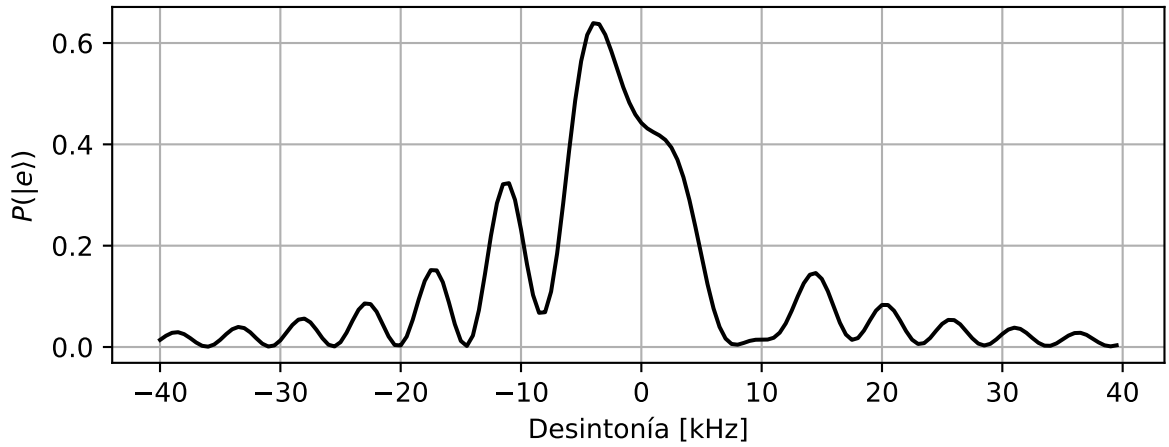

Figura 74: Espectro de Rabi, resultante de una simulación considerando el efecto de Autler-Townes.

El espectro de la Figura 74, se obtiene para $\Delta_\omega = 2\pi \times 10\,\mathrm{kHz}$, lo cual no coincide con las mediciones realizadas previamente, que dan un $\Delta_\omega \approx 500\,\mathrm{kHz}$. Estas caracterizaciones se realizaron llevando a cabo un barrido de la frecuencia de la micronda, mientras se mide la fluoresencia de la transición $^2\mathrm{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\mathrm{P}_{1/2}$, con un ciclo cerrado de fluorescencia dado por los láseres de 369 y 935 nm. El láser de 369 nm se encontraba ligeramente desintonizado al rojo respecto a la transición y su polarización estaba compuesta por una superposición de π y $\sigma_\pm$ (ver sección 3.5), lo que puede generar corrimientos Stark en las magnitudes medidas de las transiciones hiperfinas del nivel fundamental, en el orden a las medidas [52, 87]. Cabe destacar que la hipótesis del corrimiento Stark se sustenta a su vez, en que no se pudieron medir las oscilaciones de Rabi de los niveles $^2\mathrm{S}_{1/2}|\mathrm{F} = 1, \mathrm{m} = \pm 1\rangle$, en las frecuencias esperadas. Una posible corroboración de esta conjetura, sería medir las oscilaciones de Rabi tomando en cuenta una corrección por el corrimiento Stark, sin embargo esas mediciones exceden los objetivos del presente trabajo y quedan pautados como trabajos a futuro.

A modo de conclusión, se tiene la conjetura de que la polarización del láser de 369 nm produce un desplazamiento en la frecuencia de las transiciones hiperfinas medidas. De existir este desplazamiento, el mismo puede ser de la magnitud necesaria, para que se genere el efecto Autler-Townes (entre la frecuencia de funcionamiento de la trampa y el corrimiento dado por el efecto Zeeman DC) y por lo tanto, producir un espectro asimétrico al considerar que la polarización de la microonda tampoco es lineal respecto al eje de cuantización.

5. CONCLUSIÓN

Se llevó a cabo el diseño, construcción y ensamblaje de una trampa lineal de iones, que cumplió con los principales objetivos propuestos. Se pueden atrapar cristales lineales de tamaños arbitrarios y se probó una estabilidad suficiente como para llevar a cabo experimentos pulsados.

El acceso óptico a la trampa se probó suficiente y se pudieron solucionar problemas como el reflejo en las cuchillas de los láseres, utilizando técnicas de filtrado en la configuración de la óptica de detección.

La micromoción no pudo ser medida con la sensibilidad requerida, sin embargo el nivel de compensación del exceso de micromoción fue suficiente, para poder llevar a cabo mediciones de oscilaciones de Rabi y queda como trabajo a futuro, caracterizar si la falta de simetría en el espectro medido se debe al efecto Autler-Townes o existe otro fenómeno que altera las mediciones obtenidas.

Todos los resultados obtenidos con el estudio de los isótopos de iterbio fueron satisfactorios y dieron cuenta de inconsistencias asociadas a las tolerancias de fabricación, que de todas formas pueden ser cuantificadas y compensadas. Cabe destacar que el trabajo con $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ probó ser dificultoso debido a la poca fluroescencia que emiten los mismos, debido las características de su sistema de niveles.

La ventaja que presenta la trampa diseñada es la posibilidad de atrapar calcio en vez de iterbio, los resultados de estos trabajos no fueron incluidos en esta tesis, debido a que superan el objetivo de la misma. Sin embargo se probó la capacidad de atrapado de esta especie y los resultados fueron prometedores, en particular destacando que se obtuvieron relaciones señal ruido de la fluorescencia de calcio unas 5 veces mayores. La implementación de esta especie en la trampa, es definitivamente el paso a seguir para llevar a cabo el estudio del efecto de haces estructurados y el transporte de calor en cadenas de iones.

6. BIBLIOGRAFÍA

[1] M. Acton et al. “Near-Perfect Simultaneous Measurement of a Qubit Register”. arXiv:quant-ph/0511257. 2006.

[2] Barreto, Nicolás Adrián Nuñez. Resonancias oscuras en iones atrapados. Doctoral. Universidad de Buenos Aires, 2024.

[3] Berkeland, DJ et al. Minimization of ion micromotion in a Paul trap. En: Journal of applied physics 83.(10) (1998), págs. 5025-5033.

[4] K. M. Birnbaum. Ultra-High Vacuum Chambers. The Quantum Optics Group. California Institute of Technology. 2005.

[5] Blatt, Rainer y Roos, Christian F. Quantum simulations with trapped ions. En: Nature Physics 8.(4) (2012), págs. 277-284.

[6] Bonvin, Eric et al. Hybrid Paul-optical trap with large optical access for levitated optomechanics. En: Physical Review Research 6.(4) (2024), pág. 043129.

[7] Carter, Allison L. et al. Ion trap with in-vacuum high numerical aperture imaging for a dual-species modular quantum computer. En: Review of Scientific Instruments 95.(3) (2024), pág. 033201.

[8] Chen, Wai Kai. The electrical engineering handbook. Elsevier, 2004.

[9] Chou, Chen-Kuan et al. Note: Single ion imaging and fluorescence collection with a parabolic mirror trap. En: Review of Scientific Instruments 88.(8) (2017).

[10] Cirac, Juan I y Zoller, Peter. Quantum computations with cold trapped ions. En: Physical review letters 74.(20) (1995), pág. 4091.

[11] Curtis, EA et al. 171Yb+ ion optical clock at NPL: advances in automation and assessment of the trap-induced ac Zeeman shift in an endcap trap geometry. En: *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 2889. (1). IOP Publishing. 2024, pág. 012044.

[12] Das, D. et al. Absolute frequency measurements in Yb with 0.08 ppb uncertainty: Isotope shifts and hyperfine structure in the 399–nm $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ line. En: Physical Review A 72 (2005).

[13] Delaney, Robert D et al. Scalable Multispecies Ion Transport in a Grid-Based Surface-Electrode Trap. En: Physical Review X 14.(4) (2024), pág. 041028.

[14] Doležal, Miroslav et al. Analysis of thermal radiation in ion traps for optical frequency standards. En: Metrologia 52.(6) (2015), pág. 842.

[15] Drechsler, Martin. Iones atrapados y luz estructurada. Doctoral. Universidad de Buenos Aires, 2022.

[16] Drewsen, Michael et al. Nondestructive identification of cold and extremely localized single molecular ions. En: Physical review letters 93.(24) (2004), pág. 243201.

[17] Egan, Laird Nicholas. Scaling quantum computers with long chains of trapped ions. Tesis doct. University of Maryland, College Park, 2021.

[18] Ejtemaee, S., Thomas, R. y Haljan, P. C. Optimization of Yb^+ fluorescence and hyperfine qubit detection. En: Physical Review A 82 (2010).

[19] Ejtemaee, Sara. A fluorescence study of single trapped ytterbium ions for quantum information applications. En: (2010).

[20] Eschner, J. et al. Laser cooling of trapped ions. En: Journal of the Optical Society of America B 20 (2003), págs. 1003-1015.

[21] Foss-Feig, Michael et al. Progress in trapped-ion quantum simulation. En: Annual Review of Condensed Matter Physics 16 (2024).

[22] Fürst, H. A. Trapped ions in a bath of ultracold atoms. Ph.D. thesis. University of Amsterdam, 2019.

[23] Gan, HCJ et al. Oscillating-magnetic-field effects in high-precision metrology. En: Physical Review A 98.(3) (2018), pág. 032514.

[24] Gulde, S. T. Experimental Realization of Quantum Gates and the Deutsch-Jozsa Algorithm with trapped $^{40}\mathrm{Ca}^+$ Ions. Ph.D. thesis. University of Innsbruck, 2003.

[25] Han, JZ et al. Precise determination of ground-state hyperfine splitting and calculation of Zeeman coefficients for 171Yb+ microwave frequency standard. En: arXiv preprint arXiv:2309.05323 (2023).

[26] Handbook of basic atomic spectroscopic data. En: Journal of physical and chemical reference data 34.(4) (2005), págs. 1559-2259.

[27] Hannig, S. et al. Towards a transportable aluminium ion quantum logic optical clock. En: Review of Scientific Instruments 90.(5) (2019), pág. 053204.

[28] He, Ran et al. An ion trap apparatus with high optical access in multiple directions. En: Review of Scientific Instruments 92.(7) (2021), pág. 073201.

[29] Hirzler, H et al. Observation of chemical reactions between a trapped ion and ultracold Feshbach dimers. En: Physical Review Letters 128.(10) (2022), pág. 103401.

[30] Hoang, Thai M et al. YbH+ formation in an ytterbium ion trap. En: Physical Review A 101.(2) (2020), pág. 022705.

[31] G. Hofstätter. https://alfavakuo.eu/. 2025.

[32] Home, Jonathan P et al. Normal modes of trapped ions in the presence of anharmonic trap potentials. En: New Journal of Physics 13.(7) (2011), pág. 073026.

[33] Howe, David A y Schlossberger, Noah. Characterizing frequency stability measurements having multiple data gaps. En: IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control 69.(2) (2021), págs. 468-472.

[34] Huntemann, Nils et al. High-accuracy optical clock based on the octupole transition in Yb+ 171. En: Physical Review Letters 108.(9) (2012), pág. 090801.

[35] Hur, J. Probing new physics with spectroscopy of trapped ions. Ph.D. thesis. Massachusetts institute of technology, 2022.

[36] Indeca. *RG213U*. 2022. www.indeca.com.ar/productos/coaxiales-flexibles-de-50-y-75-ohms/7-rg-213-u.

[37] Indeca. *RG58U*. 2022. www.indeca.com.ar/productos/coaxiales-flexibles-de-50-y-75-ohms/18-rg-58-u.

[38] Ivory, M. et al. AC Zeeman effect in microfabricated surface traps. En: Review of Scientific Instruments 95.(9) (2024), pág. 093202.

[39] James, D. F. V. Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation. En: Applied Physics B - Lasers and Optics 66 (1998), págs. 181-190.

[40] Johanning, M. et al. Resonance-enhanced isotope-selective photoionization of YbI for ion trap loading. En: Applied Physics B 103 (2011), págs. 327-338.

[41] Kaiser, Cletus J. The capacitor handbook. Springer Science & Business Media, 2012.

[42] Kasprowicz, Grzegorz et al. Urukul: Open-source Frequency Synthesizer Module for Quantum Physics. En: International Journal of Electronics and Telecommunications 68 (2022).

[43] Kaushal, Vidyut et al. Shuttling-based trapped-ion quantum information processing. En: AVS Quantum Science 2.(1) (2020).

[44] Keller, J. et al. Precise determination of micromotion for trapped-ion optical clocks. En: Journal of Applied Physics 118 (2015), pág. 104501.

[45] Khromova, A. Quantum Gates with Trapped Ions using Magnetic Gradient Induced Coupling. Doctoral, University of Siegen. University of Siegen, 2012.

[46] Kielpinski, D., Monroe, C. y Wineland, D. J. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer. En: Nature 417 (2002), págs. 709-711.

[47] Kielpinski, David et al. Sympathetic cooling of trapped ions for quantum logic. En: Physical Review A 61.(3) (2000), pág. 032310.

[48] King, S. Sub-hertz optical frequency metrology using a single ion of 171Yb+. Tesis doct. Oxford University, UK, 2012.

[49] King, Steven A et al. An optical atomic clock based on a highly charged ion. En: Nature 611.(7934) (2022), págs. 43-47.

[50] Lange, R et al. Excitation of an electric octupole transition by twisted light. En: Physical Review Letters 129.(25) (2022), pág. 253901.

[51] Lauprêtre, T. et al. Absolute frequency measurements of the $^1\mathrm{S}_0 \rightarrow {}^1\mathrm{P}_1$ transition in ytterbium. En: OSA Continuum 3 (2020), págs. 50-57.

[52] Lee, Aaron C et al. Engineering large Stark shifts for control of individual clock state qubits. En: Physical Review A 94.(4) (2016), pág. 042308.

[53] Lee, Aaron Christopher. Ytterbium ion qubit state detection on an iccd camera. En: undergraduate thesis, University of Maryland (2012).

[54] Loh, Huanqian et al. Precision spectroscopy of polarized molecules in an ion trap. En: Science 342.(6163) (2013), págs. 1220-1222.

[55] Luda, Marcelo Alejandro. Criptografía cuántica con codificación de 2 qubits por fotón. Universidad de Buenos Aires, 2013.

[56] M-Labs. *Open tools for open physics.* 2025. https://m-labs.hk/.

[57] F. G. Major, V. N. Gheorghe y G. Werth. “Charged particle traps”. En: Springer, 2005.

[58] Mehlstäubler, T. E. et al. Atomic clocks for geodesy. En: Reports on Progress in Physics 81 (2018), pág. 064401.

[59] Nägerl, H Ch et al. Addressing and cooling of single ions in Paul traps. En: Fortschritte der Physik: Progress of Physics 48.(5-7) (2000), págs. 623-636.

[60] Nordmann, T. et al. Sub-kelvin temperature management in ion traps for optical clocks. En: Review of Scientific Instruments 91.(11) (2020), pág. 111301.

[61] Nuñez Barreto, Nicolás A et al. Dark resonance spectra of trapped ions under the influence of micromotion. En: Frontiers in Quantum Science and Technology 3 (2024), pág. 1381117.

[62] Nuñez Barreto, Nicolás A et al. Observation of Space-Dependent Rotational Doppler Shifts with a Single Ion Probe. En: Physical Review Letters 133.(18) (2024), pág. 183601.

[63] Obšil, P et al. A room-temperature ion trapping apparatus with hydrogen partial pressure below 10- 11 mbar. En: Review of Scientific Instruments 90.(8) (2019).

[64] Park, SJ et al. 171Yb+ microwave frequency standard. En: *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*. IEEE. 2007, págs. 613-616.

[65] Paz, Juan Pablo. Apuntes de las clases de Física Cuántica - Física Teórica II. 2020.

[66] Pedrosa-Rodriguez, Laura et al. Design, development and testing of a helical resonator for trapping Sr+ ions for frequency standards and sensing applications. En: Measurement 125 (2018), págs. 156-162.

[67] Ragg, Simon et al. Segmented ion-trap fabrication using high precision stacked wafers. En: Review of Scientific Instruments 90.(10) (2019).

[68] W. J. Riley. *Gaps, outliers, dead time, and eneven spacing in frequency stability data*. 2006.
https://www.wriley.com/Gaps.htm.

[69] Riley, William J y Howe, David A. Handbook of frequency stability analysis. Vol. 1065. US Department of Commerce, National Institute of Standards y Technology, 2008.

[70] Roberts, M et al. Observation of an electric octupole transition in a single ion. En: Physical review letters 78.(10) (1997), pág. 1876.

[71] Rombola, A. y Pietra, Federico. Diseño y consutrcción de un resonador helicoidal. Universidad de Buenos Aires, 2021.

[72] Rosenband, T. et al. Frequency ratio of Al+ and Hg+ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place. En: Science 319 (2008), págs. 1808-1812.

[73] Ruster, Thomas. Entanglement-based magnetometry in a scalable ion-trap quantum processor. Tesis doct. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2017.

[74] Schauer, M. M. et al. Collisional population transfer in trapped Yb^{+} ions. En: Physical Review A 79 (2009).

[75] Schmidt-Eberle, Steffen. Phase and Frequency Locking of Diode Lasers. Inf. téc. Toptica, 2025.

[76] Schmidt-Kaler, F. et al. How to realize a universal quantum gate with trapped ions. En: Applied Physics B 77.(8) (2003), págs. 789-796.

[77] Schmiegelow, C. T. et al. Transfer of optical orbital angular momentum to a bound electron. En: Nature 7 (2016), pág. 12998.

[78] Singer, K. et al. Colloquium: Trapped Ions as quantum bits: Essential Numerical Tools. En: Review of Modern Physics 82 (2010), págs. 2609-2632.

[79] Siverns, J. D. et al. On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators. En: Applied Physics B 107 (2012), págs. 921-934.

[80] Steane, A. The Ion Trap Quantum Information Processor. En: Arxiv (1996).

[81] Steck, Daniel A. Quantum and atom optics. 2007.

[82] Sterk, JD et al. Multi-junction surface ion trap for quantum computing. En: arXiv:2403.00208 (2024).

[83] Takahashi, Hiroki et al. An integrated fiber trap for single-ion photonics. En: New Journal of Physics 15.(5) (2013), pág. 053011.

[84] F. E. Terman. “Radio engineers’ handbook”. En: McGraw-Hill, 1943.

[85] Thorlabs. *Are polarization-maintaining fibers with stress rods affected by operating temperature?* 2020. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=14214.

[86] Tofful, Alexandra et al. $^{171}\mathrm{Yb}^{+}$ optical clock with $2{,}2 \times 10^{-18}$ systematic uncertainty and absolute frequency measurements. En: Metrologia 61.(4) (2024), pág. 045001.

[87] Tu, Hengchao et al. Precision Polarization Tuning for Light Shift Mitigation in Trapped-Ion Qubits. En: arXiv preprint arXiv:2504.19474 (2025).

[88] Vlatko, C. y Brigante, A. Estabilización de diodos láser. Universidad de Buenos Aires, 2022.

[89] Wiesinger, M. et al. Trap-integrated fluorescence detection with silicon photomultipliers for sympathetic laser cooling in a cryogenic Penning trap. En: Review of Scientific Instruments 94.(12) (2023), pág. 123202.

[90] Wineland, David J e Itano, Wayne M. Laser cooling of atoms. En: Physical Review A 20.(4) (1979), pág. 1521.

[91] Wodey, E et al. A robust, high-flux source of laser-cooled ytterbium atoms. En: Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 54.(3) (2021), pág. 035301.

[92] A. G. Wright. “The photomultiplier handbook”. En: Oxford university press, 2017.

ANEXO

Lista de partes

La trampa y su sistema de ensamblaje está compuesta por los elementos listados en la siguiente tabla. En la misma no se incluyen los componentes referidos a acceso óptico, ni a conexiones eléctricas con el exterior de la cámara de vacío.

Elemento	Cantidad	Material
Soporte base	1	Acero
Soporte intermedio	1	Acero
Soporte de ensamblaje	1	Titanio/Acero
Electrodo RF	2	Titanio
Electrodos de compensación	6	Titanio/Acero
Abrazadera aislante	2	Macor/Cerámica mecanizable
Conector RF	2	Acero
Doble conector de electrodo	1	Latón/Neusilber
Abrazadera para soporte aislante	2	Latón/Neusilber
Soporte aislante RF	2	Macor/Cerámica mecanizable
Aislante para doble electrodo	2	Macor/Cerámica mecanizable
Endcap (tapa final)	2	Titanio
Conector de endcap	2	Latón/Neusilber
Espaciadores	3	Acero
Aislante de endcap	2	Macor/Cerámica mecanizable
Cámara de vacío (MCF600 Kimball)	1	Acero
Junta de cobre CF35, orificio pequeño	1	Cobre

Elemento	Cantidad	Material
Tornillo M4 / 10 mm ventilado	4	Chapado en plata
Tornillo M3 / 14 mm	4	Titanio grado 2
Tornillo M2.5 / 8 mm	2	Titanio grado 2
Tornillo M2.5 / 25 mm	1	Titanio grado 2
Tornillo M2.5 / 20 mm	1	Titanio grado 2
Tornillo M2.5 / 16 mm	1	Titanio grado 2
Tornillo M2 / 14 mm	8	Titanio grado 2
Tornillo M2 / 5 mm	2	Titanio grado 2
Tornillo M1.6 / 5 mm	2	Titanio grado 2
Tornillo M1.6 / 4 mm	2	Titanio grado 2
Tornillo M1.6 / 2 mm / tipo gusano	4	Titanio grado 5
Tuerca M1.6	6	Titanio grado 2
Tornillos CF35 de 12 puntos roscados	6	Chapado en plata
Horno de iterbio	1	Acero
Horno de calcio	1	Acero
Bloque de terminales de cuatro vías	1	Cerámica y cobre
Esferas	4	Zafiro