



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

Resonancias oscuras en iones atrapados

Tesis presentada para optar al título de
Doctor de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas por

Lic. Nicolás Adrián Nuñez Barreto

Director de Tesis: Dr. Christian Tomás Schmiegelow

Consejero de Estudios: Dr. Gustavo Otero y Garzón

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

Ciudad Autónoma de Buenos Aires, Julio de 2024

Resonancias oscuras en iones atrapados

Resumen

Los iones atrapados han demostrado ser una plataforma experimental muy robusta con diversas aplicaciones y tecnologías relacionadas, entre las cuales se hallan simuladores cuánticos, metrología cuántica, computación cuántica y relojes atómicos, entre otras. Esta versatilidad es posible ya que estas plataformas permiten confinar desde unos pocos hasta incluso un único ion. Adicionalmente, las técnicas de enfriamiento láser desarrolladas en los últimos 30 años permiten reducir la temperatura de los iones confinados hasta algunos μK , lo cual hace que los efectos cuánticos sean dominantes en la dinámica. Esto hace que, además, constituyan una plataforma ideal para estudiar la interacción de la luz con la materia al nivel más fundamental.

En esta tesis presentamos la puesta a punto de una trampa de Paul de iones individuales de calcio y la realización de diversos experimentos de interacción luz-materia utilizando principalmente una técnica espectroscópica conocida como atrapamiento coherente de población, también conocida como transparencia electromagnéticamente inducida. Este fenómeno ocasiona que en el espectro de fluorescencia del átomo emergan valles conocidos como resonancias oscuras, cuyos anchos son mucho menores a los anchos de línea típicos de las transiciones dipolares. Esto las hace especialmente sensibles a diversas características del átomo, como su velocidad y temperatura, y a factores externos como campos magnéticos y parámetros de los láseres involucrados. A lo largo de esta tesis aprovechamos la versatilidad de dicha técnica para estudiar distintos fenómenos vinculados a la interacción de luz con iones atrapados. En primer lugar realizamos una caracterización de la técnica espectroscópica en profundidad utilizando dos y luego tres láseres de forma tal de evitar fenómenos indeseados de bombeo óptico. Esto permite utilizar un único ion como un polarímetro tridimensional (3D). Luego, exploramos su aplicación a la medición de la temperatura de un ion con miras de aplicarlo en el estudio de transporte de calor y termodinámica cuántica en cadenas de iones. Finalmente, demostramos cómo hacer que esta técnica sea sensible al movimiento azimutal del ion respecto a la dirección de propagación de los láseres utilizando haces estructurados tipo Laguerre-Gauss. Con ello, medimos la forma funcional del efecto Doppler rotacional generado por el movimiento del ion en la trampa utilizando dicho ion como sonda.

Palabras clave: trampa de iones, óptica cuántica, espectroscopía, resonancias oscuras, atrapamiento coherente de población, transparencia electromagnéticamente inducida, efecto Doppler rotacional, haces estructurados

Dark resonances in trapped ions

Abstract

Trapped ions have proven to be a very robust experimental platform with many applications and related technologies, including quantum simulators, quantum metrology, quantum computing, and atomic clocks, among others. This versatility is possible because these platforms allow the confinement of a few ions as well as even a single ion. Additionally, laser cooling techniques developed over the last 30 years allow the temperature of confined ions to be reduced to a few microkelvins (μK), making quantum effects dominant in their dynamics. This also makes them an ideal platform for studying light-matter interaction at the most fundamental level.

In this work, we present the setup of a Paul trap for individual calcium ions and the realization of various experiments on light-matter interaction, mainly using a spectroscopic technique known as coherent population trapping, also known as electromagnetically induced transparency. This phenomenon causes valleys, known as dark resonances, to appear in the atom's fluorescence spectrum, with widths much narrower than the typical linewidths of dipolar transitions. This makes them particularly sensitive to various characteristics of the atom, such as its velocity and temperature, as well as external factors like magnetic fields and the parameters of the involved lasers. Throughout this thesis, we leverage the versatility of this technique to study different phenomena related to the interaction of light with trapped ions. First, we conduct a thorough characterization of the spectroscopic technique using two and then three lasers to avoid undesirable optical pumping effects. This allows the use of a single ion as a 3D polarimeter. Next, we explore its application to measuring the temperature of an ion with the aim of using it in the study of heat transport and quantum thermodynamics in ion chains. Finally, we demonstrate how to make this technique sensitive to the azimuthal motion of the ion with respect to the laser propagation direction using Laguerre-Gaussian structured beams. With this, we measure the functional form of the rotational Doppler effect generated by the ion's motion in the trap, using a single ion as a probe.

Keywords: ion trap, quantum optics, spectroscopy, dark resonances, coherent population trapping, electromagnetically induced transparency, rotational Doppler effect, structured beams

Índice general

1. Introducción	9
1.1. Iones factibles de atrapar	11
1.2. Enfriamiento láser	12
1.3. Dinámica de iones atrapados	13
1.4. Espectroscopía coherente con iones atrapados	14
1.5. Haces con momento angular orbital	17
2. Iones atrapados en trampas de Paul	21
2.1. Iones confinados en trampas de radiofrecuencia	21
2.1.1. Macromoción	23
2.1.2. Micromoción intrínseca	23
2.1.3. Micromoción en exceso	24
2.2. Trampa de Paul anular	24
2.3. Cristales de iones	26
3. Interacción de luz con iones fríos atrapados	31
3.1. Transiciones y esquema de niveles del $^{40}\text{Ca}^+$	31
3.2. Ecuaciones ópticas de Bloch	33
3.2.1. Sistema de dos niveles	36
3.2.2. Sistema de tres niveles	38
3.2.3. Sistema de ocho niveles	42
4. Sistema experimental	53
4.1. Sistema óptico	53
4.1.1. Fotoionización isotópicamente selectiva	53
4.1.2. Fluorescencia de iones de calcio	55
4.1.3. Estabilización en frecuencia de los láseres	56
4.1.4. Geometría y sistema de detección	56
4.1.5. Sistema de control lento	58
4.2. Sistema de control y sincronización de experimentos pulsados: plataforma de control ARTIQ	58
4.3. Moduladores acusto-ópticos	59
4.3.1. Configuración de doble paso	62
4.3.2. Calibración de los AOM	63
4.4. Tiempos de alternancia entre láseres	65

4.4.1. Esquema típico de un experimento de espectroscopía pulsado	67
5. Efectos transitorios de la dinámica atómica	69
5.1. Medición de factor de ramificación contando fotones emitidos	69
5.2. Estimación de la eficiencia de colección	71
5.3. Dependencia con las potencias y las desintonías	71
5.3.1. Estimación del parámetro de saturación de la transición	73
6. Dinámica con campo magnético bajo	75
6.1. Competencia de autobases	75
6.2. Calibración del campo magnético sobre el ion	78
6.3. Resultados y modelo simplificado	80
7. Atrapamiento coherente de población	85
7.1. Resonancias oscuras con dos láseres	85
7.1.1. Termometría con resonancias oscuras	88
7.2. Espectros CPT con micromoción	90
7.2.1. Calentamiento RF	93
7.3. Resonancias oscuras con tres láseres	96
7.3.1. Decoherencia de resonancias oscuras	98
7.3.2. Polarimetría utilizando resonancias oscuras	98
7.4. Resonancias oscuras entre subestados D	101
7.4.1. Medición de la estabilidad del campo magnético	106
8. Efecto Doppler rotacional	107
8.1. Efecto Doppler rotacional	107
8.2. Armado experimental	109
8.3. Esquemas sensibles e insensibles	111
8.4. Dependencia con la compensación del ion	112
8.5. Dependencia con la posición angular del ion	115
8.6. Medición de la forma funcional radial del RDE	116
8.7. Invariancia de escala	118
9. Iones como osciladores acoplados	121
9.1. Modos de un único ion atrapado	121
9.1.1. Modulando la tensión de un electrodo	122
9.1.2. Modulando la intensidad de los láseres	123
9.2. Cálculo de frecuencias y modos de N iones	126
10. Conclusiones y perspectivas	133
A. Estados oscuros en sistema de 3 niveles	137

B. Cálculos auxiliares para un sistema de 8 niveles	141
B.1. Hamiltoniano de interacción	141
B.2. Resonancias oscuras	142
B.3. Operadores de decoherencia	143
C. Sistema de 8 niveles con modulación	145
C.1. CPT con tres láseres	145
C.2. CPT con micromoción	146
D. Modos de oscilación de un cristal 2D	147

Capítulo 1

Introducción

Uno de los padres de la mecánica cuántica, Erwin Schrödinger, escribió en 1952 en la revista británica de filosofía de la ciencia que “nunca experimentamos con sólo un electrón o un átomo; asumimos que sí en experimentos mentales pero esto involucraría consecuencias ridículas” [1]. En 2012, el premio Nobel de física fue entregado a Serge Haroche y a David Wineland por el desarrollo de “métodos experimentales innovadores que permiten la manipulación de sistemas cuánticos individuales” [2]. Durante el transcurso de esos 60 años hubo notorios avances que permitieron el desarrollo de diversas plataformas experimentales, los cuales derivaron, también, en varios galardonados al mismo premio. Los que pusieron la piedra fundamental para estos desarrollos fueron Hans Dehmelt y Wolfgang Paul, que en 1989 recibieron el Nobel por el desarrollo de la tecnología conocida como *trampa de iones*. Ellos desarrollaron, en paralelo, dos métodos para confinar partículas cargadas en el espacio. La solución ingenua de llevarlo a cabo con campos electrostáticos fue probada como imposible por Earnshaw en 1842. Él demostró que es imposible que una partícula cargada esté confinada electrostáticamente en las tres direcciones espaciales al mismo tiempo. Es decir, siempre existe al menos una dirección en la que el potencial de atrapado es anticonfinante [3].

Para resolver este problema, tanto Dehmelt como Paul pensaron en una idea distinta. El primero propuso confinar las partículas en una dirección con un campo eléctrico estático, y en las dos direcciones restantes con un campo magnético fuerte alineado al campo eléctrico [4]. De esta manera, las partículas describen órbitas en torno al campo magnético quedando así confinadas en una región que depende de las intensidades de los campos aplicados [5]. Inventó así la trampa de Penning, cuyo nombre proviene de Frans Penning, un físico holandés de quien obtuvo la inspiración. Estas trampas son muy utilizadas en la actualidad para llevar a cabo mediciones de precisión con iones y electrones [6, 7], particularmente en experimentos vinculados a la detección de momentos dipolares electrónicos [8], testeos de simetrías fundamentales [9], atrapamiento de antimateria [10], entre otras. La dificultad principal está vinculada a la aplicación de campos magnéticos del orden de algunos Tesla, lo cual implica un desafío técnico debido a la necesidad de recurrir al uso de bobinas superconductoras.

Por su parte, Wolfgang Paul desarrolló otro tipo de tecnología conocida como trampa de radiofrecuencia (RF), renombrada con el tiempo como trampa de Paul [11, 12]. Su propuesta consiste en utilizar campos electrostáticos y combinarlos con campos eléctricos oscilantes. Dichos campos deben oscilar a frecuencias lo suficientemente altas como para que las direcciones de atrapado anticonfinantes se transformen en confinantes antes de que la partícula se

escape por las mismas, pero no tan altas como para que ésta salga disparada para cualquier dirección. Esta tecnología se libra de la necesidad de utilizar campos magnéticos altos con toda la infraestructura que ello conlleva, aunque el costo a pagar radica en utilizar electrónica de radiofrecuencia, típicamente entre 5 y 50 MHz para iones atómicos, la cual tiene sus propios desafíos.

Ambas tecnologías han evolucionado rápidamente en los últimos 30 años, en los que se logró un alto control individual de cada ion atrapado. Muchos de los desafíos que aparecieron fueron resueltos utilizando desarrollos tecnológicos de forma tal que las trampas de iones individuales se han convertido en plataformas experimentales ideales para muchas realizaciones. Por ejemplo, los relojes más precisos existentes a la fecha involucran iones atrapados cuya interacción con láseres de interrogación funcionan como relojes atómico-ópticos [13, 14, 15, 16]. Además, se han implementado aplicaciones en mediciones de precisión y búsqueda de nueva física [17, 18, 19, 20]. Por otro lado, los sistemas de iones atrapados han demostrado ser una excelente plataforma para llevar a cabo simulaciones cuánticas [21, 22, 23], así como también experimentos de termodinámica cuántica y transporte en el régimen cuántico [24, 25, 26].

Una de las aplicaciones más promisorias de las tecnologías con iones atrapados es sin dudas la computación cuántica. La posibilidad de almacenar información en estados electrónicos internos de iones individuales atrapados fue postulada por Cirac y Zoller en 1995 [27]. Esto se desarrolló en paralelo a los avances de David Wineland y Serge Haroche, quienes recibieron el premio Nobel en 2012 por sus avances vinculados a “medir y manipular sistemas cuánticos individuales” [28], justamente la tarea que Schrödinger pensó que jamás podría llevarse a cabo. Wineland, junto a diversos colaboradores, demostró que es posible controlar y preparar el estado interno de iones atrapados [29, 30, 31]. Esto sentó las bases para la implementación de compuertas cuánticas utilizando bits cuánticos (qubits) formados por un par de estados internos de los iones [32, 33]. La ventaja de esta plataforma radica en que los tiempos de coherencia de estos qubits son de los más altos que existen, aunque las compuertas cuánticas tienen tiempos de ejecución no tan bajos, pero aceptables. Sin embargo, el principal desafío de esta tecnología es su escalabilidad [34]. Diversas plataformas experimentales han sido implementadas con las cuales se pueden manipular algunas decenas de qubits [35, 36, 37]. Sin embargo, hay que remarcar que aún es necesario escalar dicho número al menos un factor 100 para poder tener un dispositivo que pueda simular algoritmos cuánticos de manera más eficiente que una computadora clásica. Es un trabajo en progreso que se espera que se desarrolle en los próximos 10 años [38].

En esta tesis doctoral describimos la puesta a punto y los primeros experimentos realizados con la primera trampa de iones de la región, una trampa de Paul de iones de calcio. Esta trampa fue diseñada por el Dr. Martín Drechsler como parte de su tesis de doctorado. Su diseño y construcción se llevaron a cabo durante 2017 en el grupo Quantum del Prof. Ferdinand Schmidt-Kaler en la Universidad Johannes Gutenberg ubicada en la ciudad de Mainz, Alemania. A fines de 2017, dicha trampa, montada en una cámara de ultra-alto vacío, se envió a Buenos Aires. Durante 2018, trabajamos junto al Dr. Drechsler en la puesta a punto de la óptica y la electrónica necesaria para atrapar iones, incluyendo el sistema de láseres, su estabilización, y el control del experimento. Finalmente, a principios de 2019 se atraparon los primeros iones del laboratorio, los cuales constituyeron además los primeros iones atrapados en un laboratorio de latinoamérica. Con ello, el sistema quedó listo para realizar los primeros experimentos originales, los cuales se detallan en esta tesis.

1.1. Iones factibles de atrapar

La comunidad de iones atrapados, con el tiempo, ha ido incorporando distintas especies atómicas al zoológico de iones que se utilizan. Dos factores principales deben ser considerados para este fin: primero, la relación carga masa del ion, el cual determinará los parámetros experimentales de los voltajes y/o campos magnéticos requeridos para confinar dicha partícula; por otro lado, es necesario conocer el sistema de niveles del mismo para, en primer lugar, determinar si existe alguna transición apta para ser usada para realizar enfriamiento láser, y en segundo lugar, si la cantidad y el tipo de láseres a utilizar son razonables. Ésto implica que sus longitudes de onda estén en rangos cuya óptica no devenga en mayores dificultades para ser montada, como es el caso de rangos UV por debajo de 200 nm, que la cantidad de láseres a utilizar no sea muy alta y que haya disponibilidad de láseres en las frecuencias de las transiciones relevantes.

1 IA H Hydrogen 1.008	2 IIA Be Beryllium 9.012	3 Li Lithium 6.941	4 Mg Magnesium 24.305	5 VB N Nitrogen 14.01	6 VIB O Oxygen 15.999	7 VIB F Fluorine 18.998	8 VIII Ne Neon 20.180	9 VA P Phosphorus 30.974	10 VIA S Sulfur 32.066	11 VA Cl Chlorine 35.453	12 VIA Ar Argon 39.948						
11 Na Sodium 22.990	12 Mg Magnesium 24.305	3 IIIB Sc Scandium 44.956	4 IVB Ti Titanium 47.867	5 VB V Vanadium 50.942	6 VIB Cr Chromium 51.996	7 VIB Mn Manganese 54.938	8 VIII Fe Iron 55.845	9 VIII Co Cobalt 58.933	10 IB Ni Nickel 58.693	11 IB Cu Copper 63.546	12 IIB Zn Zinc 65.38	13 IIIA B Boron 10.811					
19 K Potassium 39.098	20 Ca Calcium 40.078	21 Sc Scandium 44.956	22 Ti Titanium 47.867	23 V Vanadium 50.942	24 Cr Chromium 51.996	25 Mn Manganese 54.938	26 Fe Iron 55.845	27 Co Cobalt 58.933	28 Ni Nickel 58.693	29 Cu Copper 63.546	30 Zn Zinc 65.38	14 IVA Al Aluminum 26.982					
37 Rb Rubidium 85.468	38 Sr Strontium 87.62	39 Y Yttrium 88.906	40 Zr Zirconium 91.224	41 Nb Niobium 92.906	42 Mo Molybdenum 95.95	43 Tc Technetium 98.907	44 Ru Ruthenium 101.07	45 Rh Rhodium 102.906	46 Pd Palladium 106.42	47 Ag Silver 107.868	48 Cd Cadmium 112.414	49 In Indium 114.818	50 Sn Tin 118.711				
55 Cs Cesium 132.905	56 Ba Barium 137.328	57-71 Lanthanide Series	72 Hf Hafnium 178.49	73 Ta Tantalum 180.948	74 W Tungsten 183.84	75 Re Rhenium 186.207	76 Os Osmium 190.23	77 Ir Iridium 192.217	78 Pt Platinum 195.085	79 Au Gold 196.967	80 Hg Mercury 200.592	81 Tl Thallium 204.383	51 Sb Antimony 121.760				
87 Fr Francium 223.020	88 Ra Radium 226.025	89-103 Actinide Series	104 Rf Rutherfordium [261]	105 Db Dubnium [262]	106 Sg Seaborgium [266]	107 Bh Bohrium [264]	108 Hs Hassium [269]	109 Mt Meitnerium [278]	110 Ds Darmstadtium [281]	111 Rg Roentgenium [280]	112 Cn Copernicium [285]	113 Nh Nihonium [286]	114 Fl Flerovium [289]	115 Mc Moscovium [289]	116 Lv Livermorium [293]	117 Ts Tennessine [294]	118 Og Oganesson [294]
Lanthanide Series	57 Ce Lanthanum 138.905	58 Pr Cerium 140.116	59 Nd Praseodymium 140.908	60 Pm Neodymium 144.243	61 Sm Promethium 144.913	62 Eu Samarium 150.36	63 Gd Europium 151.964	64 Tb Gadolinium 157.25	65 Dy Terbium 158.925	66 Ho Dysprosium 162.500	67 Er Holmium 164.930	68 Tm Erbium 167.259	69 Yb Thulium 168.934	70 Lu Ytterbium 173.055	71 Lu Lutetium 174.967		
Actinide Series	89 Ac Actinium 227.028	90 Th Thorium 232.038	91 Pa Protactinium 231.036	92 U Uranium 238.029	93 Np Neptunium 237.048	94 Pu Plutonium 244.064	95 Am Americium 243.061	96 Cm Curium 247.070	97 Bk Berkelium 247.070	98 Cf Californium 251.080	99 Es Einsteinium [254]	100 Fm Fermium 257.095	101 Md Mendelevium 258.1	102 No Nobelium 259.101	103 Lr Lawrencium [262]		

Figura 1.1: Tabla periódica con los elementos con los que la comunidad de iones atrapados suele trabajar. En azul, los elementos que poseen una transición apropiada para realizar enfriamiento láser. En rojo, elementos cuyo enfriado se logra co-atrapándolos junto a uno de los elementos marcados en azul. Plantilla tomada de scienzenotes.org.

En la figura 1.1 mostramos una tabla periódica en donde se señalan las distintas especies con las que se suele trabajar en los distintos laboratorios del mundo. Dentro de las mismas, podemos identificar a los elementos del grupo 2, correspondientes a los elementos alcalino-térreos. Esto tiene una razón simple y es que al ser ionizados una vez, su estructura electrónica

remanente está compuesta por un único electrón de valencia en conjunto con electrones formando capas cerradas. Por ende, estos iones tienen estructuras de niveles muy similares a las del hidrógeno. Es por ello que se los denomina hidrogenoides. Para isótopos sin estructura fina, es decir, con número másico par, el estado fundamental de estos iones es un estado $n^2S_{1/2}$, en donde n representa el número cuántico principal del único electrón de valencia. Para todos ellos existe una transición dipolar hacia un estado excitado $n^2P_{1/2}$ que tiene un ancho de línea típico de algunas decenas de MHz, la cual puede ser utilizada para realizar enfriamiento láser con buena eficiencia. En particular el berilio y el magnesio sólo necesitan un láser en esta transición para ser enfriados, ya que esos dos estados son los de más baja energía. Sin embargo, las longitudes de onda de estas transiciones se encuentran entre 280 y 320 nm, lo cual los hace difíciles de manipular, aunque no imposible.

Por otro lado, el calcio, el estroncio y el bario poseen una estructura de niveles un poco más compleja, ya que poseen estados $(n - 1)^2D_{3/2}$ y $(n - 1)^2D_{5/2}$ con energías intermedias. Dichos estados constituyen posibles estados metaestables que pueden poblararse por decaimientos desde los estados P. Sin embargo, con el agregado de uno o dos láseres adicionales, denominados láseres de rebombo, evitamos el atrapamiento de la población atómica en dichos estados. De esta manera, generamos ciclos cerrados de fluorescencia y, por ende, de enfriamiento eficiente. Además, para estos últimos tres casos las longitudes de onda de las transiciones S-P se encuentran entre 400 y 500 nm y las transiciones D-P entre 650 y 1100 nm, por lo cual los láseres a utilizar poseen longitudes de onda factibles de tener en un laboratorio sin tecnologías muy sofisticadas.

A pesar de que dichos iones son los más usados en los grupos de iones atrapados, hay otras especies que despiertan particular interés y con las cuales varios grupos trabajan. El iterbio ionizado una vez, por ejemplo, tiene una transición dipolar de fluorescencia/enfriamiento cercana a 370 nm, y posee una transición octupolar muy propicia para ser utilizada como estándar de frecuencia [39]. Por otro lado, hay varias especies cuya aplicación como reloj atómico se está estudiando pero que no poseen transiciones de enfriamiento razonables. El recurso que se utiliza es atrapar en conjunto uno de estos iones junto a uno de otra especie, normalmente del grupo 2, y, realizando enfriamiento láser sobre el ion del grupo 2, enfriar simpáticamente el ion de interés aprovechando el acople de los modos de oscilación entre ambos iones [40]. Este es el caso del torio, el mercurio y el aluminio, entre otros. Adicionalmente, varios grupos trabajan con átomos ionizados más de una vez [41]. Por ejemplo, el níquel ionizado 12 veces, Ni^{12+} , es de particular interés ya que posee una transición dipolar magnética en el espectro visible, la cual posee varias ventajas para ser utilizada en aplicaciones de metrología cuántica [42].

1.2. Enfriamiento láser

Durante las últimas décadas se desarrollaron técnicas de enfriamiento láser capaces de reducir la temperatura de átomos atrapados por debajo del mK. Una de las técnicas más relevantes es la de enfriamiento Doppler, la cual hace uso de dicho efecto para reducir la energía cinética de los átomos [43, 44]. Incidiendo con fotones con menos energía con respecto a una transición atómica, el átomo en su sistema de referencia en movimiento efectúa un proceso de absorción y emisión espontánea tal que, en promedio, en el sistema de referencia

del laboratorio los fotones emitidos tienen más energía que los absorbidos. Esto implica que la energía cinética del átomo se ve reducida hasta llegar a un límite. La temperatura mínima T_d a la que se puede llegar con esta técnica está vinculada a la tasa de absorción en la transición atómica utilizada, relacionada al ancho de línea Γ de la transición de forma tal que

$$T_d = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (1.1)$$

en donde $\hbar = h/2\pi$ es la constante de Planck reducida y k_B es la constante de Boltzmann. Sin embargo, éste no es un límite absoluto al cual se puede enfriar un átomo. Varias técnicas para realizar enfriamiento sub-Doppler han sido desarrolladas en las últimas décadas, como por ejemplo enfriamiento por gradiente de polarización [45] y enfriamiento por bandas laterales [46], con las cuales se pueden alcanzar temperaturas muy cercanas al cero absoluto.

1.3. Dinámica de iones atrapados

En las trampas de Paul, el movimiento de los iones atrapados puede descomponerse en dos partes: macromoción y micromoción. La macromoción, también conocida como movimiento secular, es un movimiento oscilatorio tridimensional, cuyas frecuencias de oscilación son una fracción de la frecuencia de la señal RF que se utiliza para el atrapado. Estas frecuencias, conocidas como frecuencias seculares, se encuentran típicamente en el rango de algunas centenas de kHz a pocos MHz. Éste es el movimiento térmico de los iones, que para temperaturas bajas se puede vincular con el número de fonones n en cada uno de los modos de oscilación. Por ello, las técnicas de enfriado reducen su amplitud. Típicamente, el enfriamiento Doppler lleva a valores de n entre 15 y 20, mientras que los métodos de enfriamiento sub-Doppler mencionados anteriormente pueden reducirlo hasta valores muy cercanos a 0.

Sin embargo, en las trampas de Paul el movimiento térmico de los iones se encuentra acoplado a un movimiento oscilatorio forzado a la frecuencia de la trampa. El mismo se denomina micromoción debido a que típicamente su amplitud es mucho menor al movimiento térmico. A pesar de ello, sus efectos pueden tener gran influencia a la hora de hacer espectroscopía atómica. Para entender esto, consideremos el campo eléctrico de un emisor de luz cuya frecuencia central de emisión es ω_0 . Si el emisor describe un movimiento periódico a frecuencia Ω , cuantificado por un factor de modulación β , el campo eléctrico emitido se puede describir como

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega_0 t + \beta \sin(\Omega t))} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta) e^{i(\omega_0 + n\Omega)t}, \quad (1.2)$$

en donde $J_n(\beta)$ es la función de Bessel de orden n . Suponiendo que el emisor es un átomo, y la emisión se atenúa exponencialmente con un tiempo característico τ , el espectro de emisión asociado es

$$I(\omega) = I_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_n^2(\beta)}{(\omega - (\omega_0 - n\Omega))^2 + (\frac{1}{2\tau})^2}. \quad (1.3)$$

Esto implica que el mismo desarrolla bandas laterales respecto a su frecuencia de emisión centradas en múltiplos enteros de la frecuencia de modulación Ω [47]. El efecto en el espectro, por ende, estará vinculado a la relación entre la frecuencia de modulación y el ancho de línea

del espectro sin modular, $\Gamma = 1/\tau$. En la figura 1.2 ilustramos dos ejemplos. En primer lugar, cuando el ancho del espectro sin modular es mucho menor a la frecuencia de modulación, se observan las bandas laterales en el espectro, espaciadas por Ω . Allí graficamos el espectro modulado para tres valores de β . Vemos que para un mayor valor de β crecen las amplitudes de bandas laterales de orden superior. La amplitud de las mismas depende de la función de Bessel $J_n(\beta)$, en donde n representa la banda lateral de dicho orden. Este es el caso, por ejemplo, de espectros de transiciones multipolares de orden superior, como transiciones cuadrupolares que poseen anchos de línea por debajo de 1 kHz, en donde la micromoción genera réplicas del espectro a la frecuencia de atrapado [48]. Por otro lado, cuando el ancho del espectro sin modular es del orden de la frecuencia de modulación, la presencia de bandas laterales genera un efecto de ensanchamiento sobre el espectro, como se ve en la figura 1.2(b). Este es el caso para transiciones dipolares, con anchos típicos de algunas decenas de MHz, cuyo orden de magnitud coincide con las frecuencias que se suelen usar para atrapar [49]. El ensanchamiento de los espectros atómicos ocasiona que la eficiencia de la absorción de fotones del ion se vea alterada, lo cual deviene en efectos de enfriamiento ineficiente [50, 51, 52], junto a mecanismos adicionales de calentamiento [53, 54]. Los efectos de la micromoción, además, terminan siendo perjudiciales a la hora de realizar operaciones coherentes con qubits ya que reducen los tiempos de coherencia de los estados cuánticos [55]. Sin embargo, es posible aminorar dichos efectos al ubicar al ion en el centro del potencial de atrapado. Este proceso se llama compensación de micromoción, e involucra desplazar al ion en la trampa utilizando voltajes aplicados en diversos electrodos siguiendo determinados algoritmos [56, 57, 58]. En el capítulo 7 desarrollamos en profundidad el estudio de la espectroscopía atómica en presencia de micromoción. En particular, estudiamos cómo afecta la misma a la temperatura final del ion considerando tanto su efecto sobre el espectro de absorción como el mecanismo de calentamiento por micromoción.

1.4. Espectroscopía coherente con iones atrapados

Los iones fríos atrapados constituyen una plataforma ideal para realizar experimentos de espectroscopía atómica. Dadas las bajas temperaturas a las que se los puede mantener, es posible resolver las distintas transiciones multipolares, no sólo dipolares sino también de órdenes superiores como cuadrupolares e incluso octupolares. Además, aprovechando las posibles estructuras de niveles de los iones, es posible efectuar transiciones de dos fotones tipo Raman. Esto implica conectar dos estados fundamentales mediante dos láseres a través de un estado excitado. Si las desintonías de ambos láseres son mucho mayores al ancho de línea del estado excitado, es decir en un régimen en donde no hay absorción de fotones, es posible generar oscilaciones coherentes entre dichos estados fundamentales. Por ejemplo, la manipulación mediante transiciones Raman de los dos estados Zeeman $4^2S_{1/2}$ del ion de calcio es muy utilizada para manipular el qubit formado por dichos estados, el cual es muy robusto y posee tiempos de coherencia muy altos [59].

Un caso particular de transiciones Raman es el proceso conocido como transparencia electromagnéticamente inducida (EIT por su nombre en inglés *electromagnetically induced transparency*) [60, 61]. Éste es un fenómeno de óptica no lineal en donde la absorción de luz en una transición de un sistema atómico, sintonizada cerca de su resonancia, es suprimida

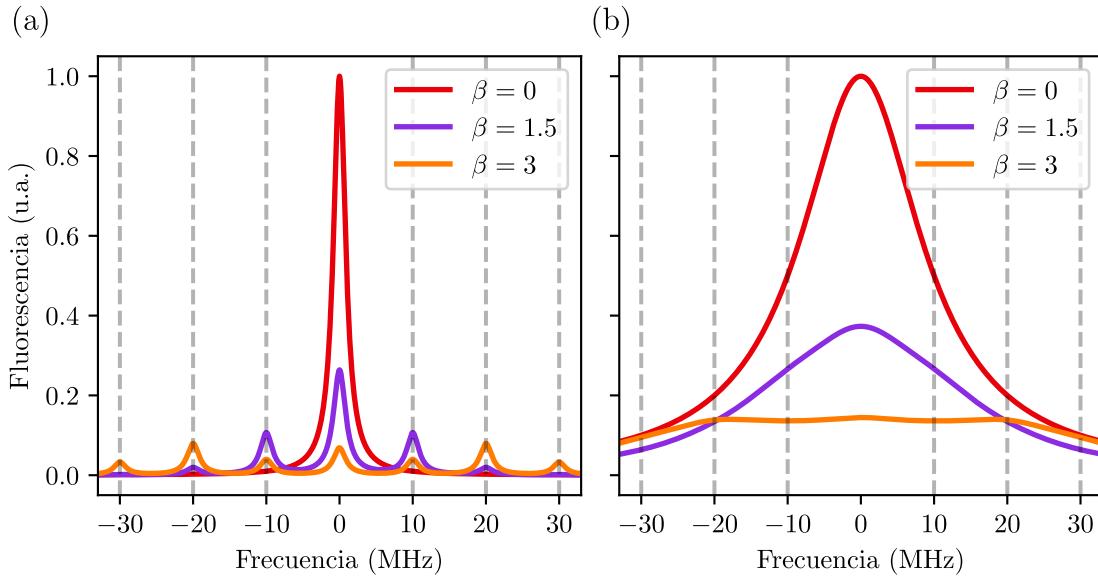


Figura 1.2: Simulaciones de espectros con modulación. En todos los casos, la frecuencia de modulación es 10 MHz. En líneas punteadas se grafican los múltiplos enteros de dicha frecuencia, que es donde emergen las bandas laterales. Graficamos tres casos distintos del coeficiente de modulación β . (a) En el caso en que el ancho del espectro sin modular ($\beta = 0$) es mucho más chico que la frecuencia de modulación, se observan réplicas del espectro denominadas bandas laterales, cuyas alturas dependen de β . (b) Cuando el ancho del espectro sin modular es similar a la frecuencia de modulación, las bandas laterales ocasionan un ensanchamiento general del espectro.

mediante un láser adicional que conecta otro nivel con el mismo estado excitado, ocasionando de esta manera que el átomo sea transparente a la absorción de luz en la primera transición. Para entender este fenómeno, consideremos un sistema de tres niveles, ilustrado en la figura 1.3(a). Este sistema de niveles es conocido como sistema tipo Λ , ya que posee dos niveles inferiores, y cada uno es conectado mediante un láser distinto al mismo nivel superior. Allí, consideraremos la absorción de luz en una transición desde un estado inferior $|g\rangle$ hacia un estado superior $|e\rangle$ conectadas por un láser nomenclado p (por *probe*, o láser sonda). Un láser nomenclado c (por *coupling*, o láser de acople) conecta un estado auxiliar $|r\rangle$ hacia el mismo estado excitado. En la figura 1.3(b) podemos apreciar el comportamiento del sistema en función de la desintonía del láser de acople Δ_c para el caso en que el láser sonda está en resonancia, es decir $\Delta_p = 0$. Cuando las desintonías de ambos láseres coinciden, es decir, $\Delta_c = \Delta_p$, la absorción de luz en la transición $g \leftrightarrow e$, y por consiguiente la fluorescencia, se anula. En el gráfico se muestra el espectro para dos potencias del láser de acople distintas, en donde se aprecia que la ventana de transparencia de la transición se vuelve más ancha a mayor potencia del láser de acople.

La interpretación en términos de mecánica cuántica de este fenómeno se denomina atrapamiento coherente de población (nomenclado CPT por su nombre en inglés *coherent population trapping*) [62, 63, 64]. Cuando en este tipo de sistemas de tres niveles las desintonías de los dos láseres que conectan los niveles inferiores con el superior son iguales, las amplitudes de excitación de cada transición interfieren destructivamente entre sí, y el átomo deja de fluo-

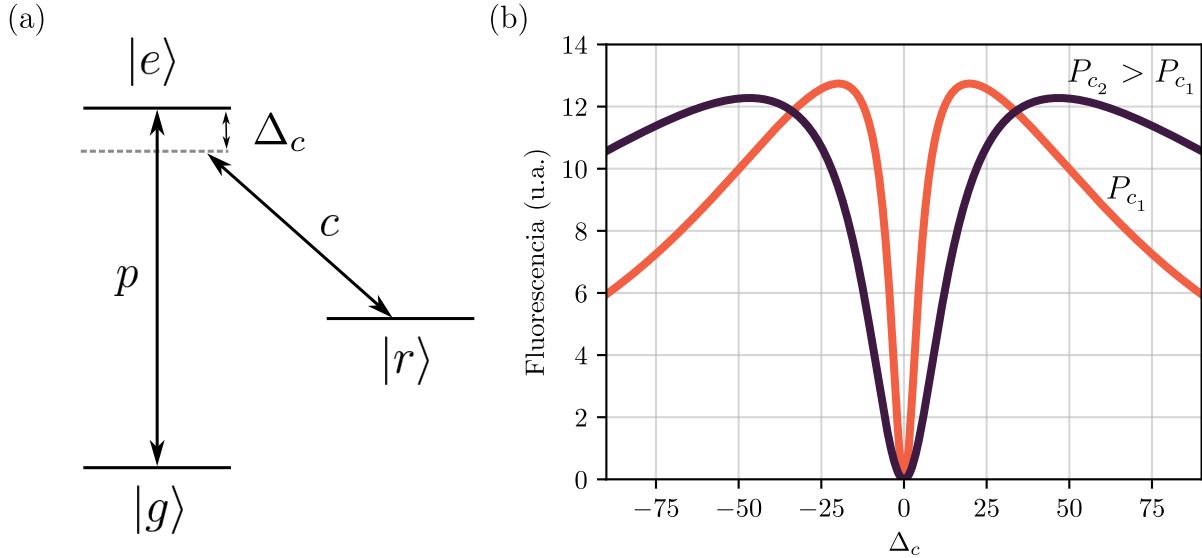


Figura 1.3: Esquema típico de un espectro de transparencia electromagnéticamente inducida, también conocida como atrapamiento coherente de población. (a) Esquema de tres niveles tipo Λ de un átomo, acoplado a dos campos electromagnéticos de dos láseres (nomenclados “ c ” y “ p ”). (b) Fluorescencia atómica al barrer la desintonía del láser c para dos potencias distintas del láser de acople P_c . La curva oscura tiene mayor P_c que la curva clara, lo cual hace que la ventana de transparencia sea más ancha en ese caso.

rescer. De esta manera, el ion queda atrapado en lo que se denomina un estado oscuro, que es una superposición de los dos estados inferiores. Este estado es poblado debido a la emisión espontánea y no acopla con los campos electromagnéticos de los láseres.

La ventana de transparencia en el espectro atómico es conocida en este contexto como resonancia oscura. Una de sus características más interesantes es que puede tener un ancho mucho más chico que el ancho de ambas transiciones por separado. Este ancho depende principalmente de las potencias de los láseres y de sus anchos de línea. Típicamente, suele ser del orden de algunos MHz y, si se eligen adecuadamente los estados y se utiliza la misma fuente de luz para ambos láseres de forma tal de eliminar fluctuaciones mutuas de fase, es posible obtener valles muy finos del orden de algunos kHz. De esta manera, es posible obtener un espectro de ancho característico y sensibilidad similares al de transiciones de orden cuadrupolar u octupolar eléctricas.

Este fenómeno fue estudiado en diversos sistemas, como gases de átomos neutros fríos [65], condensados de Bose-Einstein [66], e incluso celdas de átomos neutros, en donde se mostró su aplicación como estándar de frecuencia para relojes atómicos [67, 68, 69, 70]. Además, el fenómeno de EIT genera fuertes efectos no lineales en el medio involucrado, haciendo que las propiedades ópticas del medio se vean fuertemente alteradas en la ventana de transparencia. Particularmente, la velocidad de grupo de la luz en el medio se reduce drásticamente, lo cual ha sido demostrado tanto en gases de átomos neutros fríos [71] como calientes [72]. Esto dio lugar a la implementación de esquemas para almacenar información óptica en sistemas atómicos utilizando EIT [73, 74], dando lugar a la posibilidad de utilizar este efecto para el control coherente de dicha información para su implementación en el procesado cuántico de

la información [75].

En los últimos años, experimentos de CPT y EIT fueron implementados en sistemas de iones atrapados. Dado que los anchos típicos de las resonancias oscuras son mucho menores al de las transiciones dipolares involucradas, éstas son especialmente sensibles al movimiento de los iones [76, 77, 78]. Con esto, se demostró el uso de espectros de resonancias oscuras para realizar termometría de iones atrapados [79, 80]. Además, se desarrolló una técnica en donde se utiliza el fenómeno de EIT para realizar enfriamiento sub-Doppler [81, 82], la cual es apta para realizar enfriamiento de varios modos de oscilación simultáneamente en cristales de muchos iones [83, 84, 85]. Esta técnica de enfriamiento demostró ser muy robusta para su inclusión a protocolos de control coherente de varios iones a la vez, fundamental para llevar a cabo experimentos de computación y simulaciones cuánticas.

En el capítulo 7 de este trabajo desarrollamos un estudio profundo de este fenómeno, el cual denominamos espectroscopía CPT. Allí mostramos la versatilidad de esta técnica, la cual es sensible a diversos parámetros experimentales como la potencia y polarización de los láseres, e incluso parámetros de los iones como su temperatura y la cantidad de micromoción en exceso que tiene.

1.5. Haces con momento angular orbital

Hace aproximadamente 30 años, Allen y colaboradores demostraron que los modos de luz tipo Laguerre-Gauss poseen un momento angular adicional al dado por su polarización [86, 87]. Dicha cantidad representa un momento angular orbital que lleva el haz, el cual está vinculado a la existencia de un gradiente angular de la fase del campo eléctrico [88, 89]. Este gradiente ocasiona que la fase del campo varíe con el ángulo azimutal respecto a su dirección de propagación con una periodicidad l discretizada. A este parámetro se lo denomina carga topológica o helicidad, y el momento angular orbital que lleva el haz es proporcional a ésta [90, 91]. Además, de esta estructura emerge que el gradiente de la fase azimutal diverja en el centro del haz, generando que la intensidad allí se anule. Es por ello que a estos haces se los conoce como haces vórtice. Su perfil de intensidad es cilíndricamente simétrico, y en la dirección radial está caracterizado por un número entero p , que da nota de la cantidad de veces que se anula, sin contar su centro. En la figura 1.4 graficamos perfiles de intensidad simulados de haces Laguerre-Gauss para distintos valores de p y l , en donde se puede apreciar que para $p = 0$ el perfil de intensidad de un haz Laguerre-Gauss se asemeja al de una dona.

El momento angular orbital de este tipo de haces se puede transferir hacia el movimiento de partículas atrapadas de forma tal de inducir rotaciones. Esto se ha demostrado para distintos sistemas, como partículas microscópicas [92, 93, 94] y átomos formando condensados de Bose-Einstein [95, 96]. Además, recientemente se ha demostrado que el momento angular se puede transferir hacia los grados de libertad electrónicos en iones atrapados, influyendo en las reglas de selección de las posibles transiciones [97, 98]. Esto sentó las bases para la manipulación coherente de estados electrónicos utilizando haces vórtice, en donde se han implementado aplicaciones vinculadas a la realización de compuertas lógicas en qubits [99, 100].

El movimiento de los átomos interactuando con luz causa un corrimiento Doppler de la frecuencia de absorción atómica. Esto se manifiesta como corrimientos en los espectros

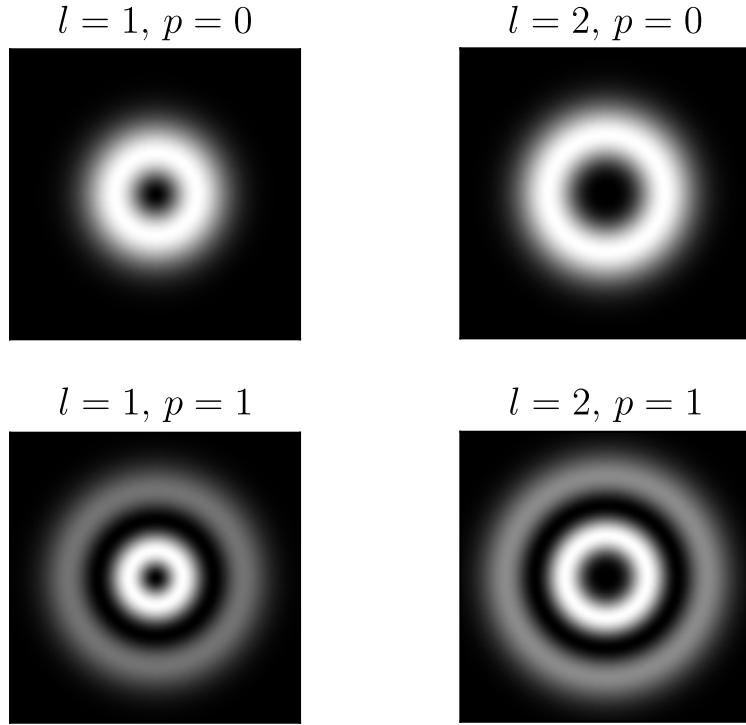


Figura 1.4: Perfiles de intensidad simulados de haces Laguerre-Gauss con distintos valores de l y p .

atómicos que dependen tanto del movimiento de los átomos como de la forma de los haces involucrados, particularmente del gradiente de la fase de los mismos. En el caso de ondas planas propagándose en la dirección \hat{z} , el factor e^{ikz} de su amplitud hace que el corrimiento Doppler de un átomo moviéndose con velocidad \vec{v} sea $\delta = \vec{k} \cdot \vec{v} = kv_z$, en donde $k = 2\pi/\lambda$ es el módulo del vector de onda del haz. Esto implica que el corrimiento Doppler presente, y por ende los espectros medidos, dependa únicamente de la componente longitudinal de la velocidad respecto a la dirección de propagación del haz. Para haces gaussianos, el corrimiento Doppler dominante es el mismo que para ondas planas, con dos contribuciones adicionales dadas por la curvatura del haz, una de ellas también longitudinal y otra proporcional a la componente radial de la velocidad. Sin embargo, ambas suelen ser muy pequeñas respecto a la componente longitudinal de las ondas planas.

Una de las particularidades de los haces tipo vórtice es que su vector de onda instantáneo no apunta en la dirección de propagación del haz, a diferencia del caso de las ondas planas. Esto ocasiona que el corrimiento Doppler sea distinto para haces vórtice que para ondas planas principalmente por el hecho de que los haces vórtice tienen una estructura de fase más compleja. Además del factor de onda plana e^{ikz} , debido a la helicidad del haz emergen factores adicionales. Particularmente reviste especial interés el factor $e^{il\phi}$, el cual implica una fase que varía con el ángulo azimutal ϕ . Al evaluar el gradiente en coordenadas cilíndricas de la amplitud del haz, considerando el factor $1/r$ correspondiente, aparece una componente de corrimiento Doppler proporcional a la velocidad azimutal del átomo con respecto a la

dirección de propagación del haz v_ϕ de la forma

$$\delta_\phi = \left(\frac{l}{r}\right) v_\phi, \quad (1.4)$$

en donde r es la distancia del átomo al centro del haz. Esta contribución es conocida como efecto Doppler rotacional (RDE, por su nombre en inglés *rotational Doppler effect*), y también llamada corrimiento Doppler azimutal [101, 102]. Esto implica que, por la estructura de fase del haz, la absorción de fotones es sensible a la componente azimutal de la velocidad transversal del ion con respecto a la dirección de propagación del haz. Con ello, es posible utilizar haces con momento angular orbital no sólo para efectuar rotaciones, sino también para detectarlas [103, 104, 105].

El efecto Doppler rotacional tiene varias particularidades. En primer lugar, su expresión es invariante de escala de longitud respecto a parámetros del campo eléctrico, dado que no depende ni del diámetro del haz ni de la longitud de onda del mismo. En segundo lugar, la sensibilidad del RDE es inversamente proporcional a r , lo que implica que diverge cuando el ion se encuentra en el centro del haz. Sin embargo, esto no reviste un problema ya que en ese punto la intensidad del haz es nula. De igual manera, esta forma funcional despertó mucha curiosidad en la comunidad, ya que para valores de r lo suficientemente chicos, el RDE puede superar en magnitud al efecto Doppler longitudinal, que típicamente es el dominante. En dicho régimen, es posible la existencia de un “súper corrimiento Doppler”, es decir, un corrimiento Doppler azimutal mucho mayor al longitudinal. Barnett y Berry propusieron que esto puede dar lugar a la existencia de una transferencia de momento del fotón al átomo que sea mayor a la patada que ejerce una onda plana, $\hbar k$, lo cual denominaron “súper patada” [106]. Sin embargo, aún no hay evidencia experimental de que esto sea posible.

Para estudiar el RDE, una de las principales dificultades es la dominancia de los términos longitudinales. Para subsanar esto, un esquema de dos fotones tipo Raman emerge como una configuración experimental ideal, en donde, si las longitudes de onda de los dos haces son iguales, para ciertas configuraciones de helicidad de los haces es posible hacer que la técnica espectroscópica de CPT sea sensible únicamente al RDE. Esto fue medido en un experimento utilizando una celda de átomos neutros por Barreiro y colaboradores, en donde utilizan el ensanchamiento de una resonancia Hanle EIT para cuantificar la dependencia del RDE con la carga topológica de los haces involucrados [107]. En el capítulo 8, aprovechando que un ion atrapado frío tiene un tamaño característico mucho menor al radio de los haces, desarrollamos un esquema de espectroscopía CPT para estudiar la forma funcional del RDE en función de r utilizando al ion como sonda, y así revelar tanto su invariancia de escala como su divergencia en el centro del haz. Esperamos que estos avances puedan dar luz en la dirección de entender si es posible que los haces estructurados puedan ejercer transferencias de momento anómalas a sistemas atómicos, y en qué régímenes.

Esquema de la tesis

En primer lugar, en el capítulo 2 de esta tesis comenzamos discutiendo sobre la dinámica de iones atrapados en trampas de Paul, realizando una descripción de la trampa utilizada. Luego, en el capítulo 3 hacemos una descripción del modelo teórico desarrollado, el cual tiene

como núcleo la deducción de ecuaciones ópticas de Bloch para la interacción del átomo con el sistema de láseres y un algoritmo para encontrar la solución estacionaria que permite el cálculo de los espectros atómicos junto a la consideración de modulaciones. Posteriormente, en el capítulo 4 detallamos el sistema experimental utilizado que incluye la óptica de detección de fluorescencia, el sistema de láseres utilizado y la plataforma de control del experimento. Con todo esto, en los siguientes capítulos desarrollamos los experimentos realizados en esta tesis. En el capítulo 5 medimos y caracterizamos fenómenos transitorios de la dinámica atómica. Seguidamente, en el capítulo 6 analizamos la dinámica atómica para campos magnéticos bajos y estudiamos la competencia entre las posibles autobases del sistema. Posteriormente, en el capítulo 7 describimos los experimentos relacionados a espectroscopía atómica utilizando atrapamiento coherente de población, lo que incluye la puesta a punto de esta técnica y su implementación para medir la temperatura y la micromoción de los iones así como la polarización de los haces involucrados. En el capítulo 8 presentamos mediciones de la forma funcional del efecto Doppler rotacional de haces vórtice utilizando espectroscopía CPT. Luego, en el capítulo 9 describimos los avances en espectroscopía de modos de oscilación de cristales de varios iones, y finalizamos con las conclusiones y las perspectivas a futuro.

Capítulo 2

Iones atrapados en trampas de Paul

Para confinar partículas cargadas en el espacio no alcanza con emplear campos electrostáticos. Una demostración simple de esto se puede hacer si uno considera que para confinar una partícula en el centro de un potencial $V(x, y, z)$ es suficiente que éste sea cuadrático en las tres direcciones de forma tal que

$$V(x, y, z) = Ax^2 + By^2 + Cz^2. \quad (2.1)$$

Sin embargo, para ser compatible con el electromagnetismo, debemos pedirle al potencial que cumpla la ecuación de Laplace para un potencial eléctrico en ausencia de cargas,

$$\nabla^2 V = 0. \quad (2.2)$$

Esto fija una relación entre los coeficientes tal que

$$A + B + C = 0. \quad (2.3)$$

Para que se cumpla dicha relación, al menos uno de los tres coeficientes debe ser negativo. Eso implica que existirá al menos una dirección en la que el equilibrio será inestable, lo cual implica que la dirección es anticonfinante. Podemos concluir entonces que si confinamos a la partícula en dos direcciones con campos electrostáticos necesitamos un mecanismo adicional para realizar un confinamiento en la tercera. En este capítulo desarrollamos la dinámica de partículas cargadas atrapadas en trampas de Paul, o trampas de radiofrecuencia, en las cuales utilizamos un campo eléctrico oscilante para tal fin.

2.1. Iones confinados en trampas de radiofrecuencia

Los iones atrapados en trampas de Paul se encuentran confinados debido a su interacción con un potencial eléctrico que posee una contribución estática, nomenclada DC, y una contribución oscilante a frecuencias características en el rango de las radiofrecuencias, la cual llamaremos RF. Esta última se encuentra en el rango de algunos MHz a algunas decenas de MHz.

La forma del potencial depende de la geometría de la trampa, la cual define distintos parámetros del mismo. Una expresión general para un potencial eléctrico con ambas contribuciones se puede escribir como

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{U_{\text{DC}}}{2}(\alpha_x x^2 + \alpha_y y^2 + \alpha_z z^2) + \frac{U_{\text{RF}}}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)(\beta_x x^2 + \beta_y y^2 + \beta_z z^2), \quad (2.4)$$

en donde U_{DC} y U_{RF} son las amplitudes de los potenciales DC y RF respectivamente, Ω_{RF} es la frecuencia del campo RF, y α_i y β_i , con $i = x, y, z$, son parámetros que dependen de la geometría de la trampa. Debido a la ecuación de Laplace, éstos cumplen que $\sum_i \alpha_i = \sum_i \beta_i = 0$. Distintas geometrías de trampas proveen distintas relaciones entre dichos parámetros dando lugar a potenciales que poseen zonas de atrapado con geometrías diferentes.

Para calcular las ecuaciones de movimiento clásicas de una partícula de carga q y masa m en el potencial descripto basta con recurrir a ecuaciones de Newton de forma tal que

$$m\ddot{\vec{r}} = -\frac{|q|}{m}\vec{\nabla}\Phi, \quad (2.5)$$

en donde \vec{r} es la posición de la partícula. Al hacer esto, emergen ecuaciones dinámicas de la forma

$$\frac{d^2x_i}{dt^2} + \frac{\Omega_{\text{RF}}^2}{4} [a_i - 2q_i \cos(\Omega_{\text{RF}} t)] = 0. \quad (2.6)$$

Éstas son un tipo de ecuaciones con coeficientes periódicos conocidas como ecuaciones de Mathieu [108]. Allí, $x_i = \{x, y, z\}$, mientras que a_i y q_i son parámetros definidos como

$$a_i = \frac{4qU_{\text{DC}}\alpha_i}{m\Omega_{\text{RF}}^2}, \quad q_i = \frac{2qU_{\text{RF}}\beta_i}{m\Omega_{\text{RF}}^2}. \quad (2.7)$$

Los parámetros geométricos α_i y β_i son clave a la hora de diseñar una trampa ya que son los que determinan si las ecuaciones de Mathieu tienen soluciones estables, lo que implica que los iones estén confinados. Alguien que desee construir una trampa de iones desde cero debe primero calcular dichos parámetros simulando el potencial generado por la trampa con la geometría deseada, lo cual se suele hacer con programas de simulaciones tipo COMSOL. Posteriormente, debe resolver las ecuaciones de Mathieu para distintos sets de coeficientes a_i y q_i y encontrar regiones de voltajes y frecuencias en donde el movimiento del ion sea estable y confinado, las cuales se llaman regiones de estabilidad.

Es posible mostrar, sin embargo, que si $\sqrt{a_i + \frac{q_i^2}{2}} < 1$ el ion describe un movimiento estable en la dirección i [31]. Esto implica que su movimiento será confinado en una región acotada en torno al centro de la trampa. Además, si se considera el caso $q_i^2, |a_i| \ll 1$, las ecuaciones de movimiento para un único ion en el centro del potencial se pueden aproximar por

$$x_i(t) = x_{i,0} \cos(\gamma_i \Omega_{\text{RF}} t) \left[1 - \frac{q_i}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t) \right], \quad (2.8)$$

en donde $\gamma_i = \frac{1}{2}\sqrt{a_i + \frac{q_i^2}{2}}$ [56]. Como se puede apreciar, el movimiento del ion se puede descomponer en dos movimientos con frecuencias características y amplitudes distintas. En primer lugar, el ion describe un movimiento de amplitud $x_{i,0}$ y frecuencia $\gamma_i \Omega_{\text{RF}}$, y en segundo lugar, un movimiento de amplitud $x_{i,0} \frac{q_i}{2}$ y frecuencia Ω_{RF} . La amplitud del segundo

es mucho menor a la del primero, por lo cual al primero se lo denomina **macromoción**, y al segundo **micromoción**. Cada uno posee características particulares que los distinguen. A continuación describimos cada uno de ellos por separado.

2.1.1. Macromoción

La macromoción, o movimiento secular, es el movimiento de mayor amplitud. Su frecuencia es una fracción de la frecuencia de atrapado Ω_{RF} y depende de la dirección que se considere. Las frecuencias seculares, que son $\omega_i = \gamma_i \Omega_{RF}$, son distintas para cada una de las tres direcciones ortogonales de la trampa. Es por esto que si se aproxima al movimiento del ion como sólo macromoción, el ion se puede considerar como un oscilador armónico 3D. Con ello, se puede escribir una expresión para un potencial efectivo de la forma

$$V_p(x, y, z) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2x^2 + \omega_y^2y^2 + \omega_z^2z^2). \quad (2.9)$$

El mismo se corresponde a la expresión del potencial al promediar la oscilación rápida del potencial RF y se lo denomina pseudopotencial.

La amplitud de la macromoción es una variable dinámica supeditada al movimiento del ion en un potencial de oscilador armónico. Por ello, es posible tener control sobre la macromoción para manipular y preparar estados cuánticos con iones atrapados, por ejemplo estados coherentes o estrujados [29]. Mediante el entrelazamiento de los grados de libertad electrónicos con los de movimiento, es posible realizar compuertas lógicas cuánticas [109]. Por otro lado, los mecanismos de enfriamiento sub-Doppler utilizan estos grados de libertad para enfriar selectivamente los modos de movimiento de iones hasta el cero absoluto de forma tal de que el número de fonones del modo i , n_i , sea reducido a cero.

Para un estado térmico, el valor medio de la amplitud de la macromoción, $\langle x_{i_0} \rangle$, está directamente vinculado a la temperatura T del ion. Los distintos mecanismos de enfriamiento ocasionan que esta amplitud se reduzca drásticamente hasta llegar al límite del mecanismo de enfriamiento correspondiente. En el caso ideal en donde el ion se encuentra a $T \sim 0$, la distribución espacial asociada a x_{i_0} estará directamente relacionada al tamaño de la función de onda del estado en el que se encuentra el ion [110].

2.1.2. Micromoción intrínseca

El ion, además de oscilar a las frecuencias seculares, tiene una componente de oscilación a la frecuencia de atrapado Ω_{RF} . Sin embargo, este movimiento posee una amplitud mucho menor a la del movimiento secular, puntualmente un factor $q_i/2$. Es por ello que a este movimiento se lo denomina micromoción. Es, además, intrínseca ya que, a pesar de ser mucho más chico que la macromoción, siempre está presente. Es posible imaginarse la causa de la misma ya que si el ion posee una oscilación secular, el mismo se va a desplazar del centro del potencial RF. Al hacerlo, se correrá del mínimo y se verá directamente afectado por las subidas y bajadas oscilantes del potencial.

2.1.3. Micromoción en exceso

Las ecuaciones de movimiento descriptas anteriormente son válidas si el ion se encuentra ubicado en el centro geométrico del potencial total considerando tanto la contribución DC como la RF. Sin embargo, existen mecanismos por los cuales el ion puede encontrarse desplazado del centro. Esto se puede dar por una mala elección de los voltajes DC de los electrodos, o bien por la presencia de campos eléctricos estáticos adicionales ocasionados por la acumulación de carga en aislantes lindantes a la trampa, los cuales se suelen cargar al incidir sobre ellos con láseres UV. Para considerar esto en la dinámica, basta con agregar a las ecuaciones de Mathieu una inhomogeneidad proporcional al campo eléctrico espurio \vec{E}_{DC} en la dirección \hat{x}_i de forma tal que la ecuación queda [56]

$$\frac{d^2x_i}{dt^2} + \frac{\Omega_{\text{RF}}^2}{4} [a_i - 2q_i \cos(\Omega_{\text{RF}}t)] = \frac{q}{m} \vec{E}_{\text{DC}} \cdot \hat{x}_i. \quad (2.10)$$

Esto hace que para los límites considerados anteriormente, la posición del ion en función del tiempo se modifique de forma tal que

$$x_i(t) = [x_i^{\text{EMM}} + x_{i,0} \cos(\omega_i t)] \left[1 - \frac{q_i}{2} \cos(\Omega_{\text{RF}} t) \right], \quad (2.11)$$

en donde la amplitud de micromoción en exceso en la dirección \hat{x}_i se define como

$$x_i^{\text{EMM}} = \frac{q \vec{E}_{\text{DC}} \cdot \hat{x}_i}{m \omega_i}. \quad (2.12)$$

La misma es independiente de la amplitud de movimiento secular y es proporcional al campo eléctrico espurio. Si este último es muy grande, la amplitud de micromoción en exceso puede llegar a ser comparable a la amplitud del movimiento secular del ion. En este caso, la aproximación de pseudopotencial deja de valer, y el movimiento del ion en la trampa tiene contribuciones significativas tanto a las frecuencias seculares como a la frecuencia de atrapado.

La micromoción en exceso tiene diversos efectos que estudiaremos a lo largo de la tesis, principalmente sobre los espectros atómicos. Existen diversos mecanismos para reducir su amplitud, menguando así sus efectos. A esto se lo denomina compensar la posición del ion [56]. La micromoción en exceso, además, puede tener una influencia importante en la temperatura final del ion. Si bien ésta es un movimiento forzado, existen mecanismos de transferencia de energía de la frecuencia de atrapado hacia el movimiento térmico del ion. Esto se lo denomina calentamiento por micromoción, o calentamiento RF [55, 111]. Sobre esto, realizamos un estudio detallado en el capítulo 8.

2.2. Trampa de Paul anular

La trampa utilizada en esta tesis es una trampa de Paul con geometría anular. En la figura 2.1(a) esquematizamos el diseño de la misma. El potencial RF es aplicado mediante un electrodo plano que posee un hueco con forma de anillo, el cual lleva una tensión de aproximadamente $U_{\text{RF}} \sim 300 \text{ V}_{\text{pp}}$ a una frecuencia de $\Omega_{\text{RF}} = 2\pi \times 22.135 \text{ MHz}$. El mismo

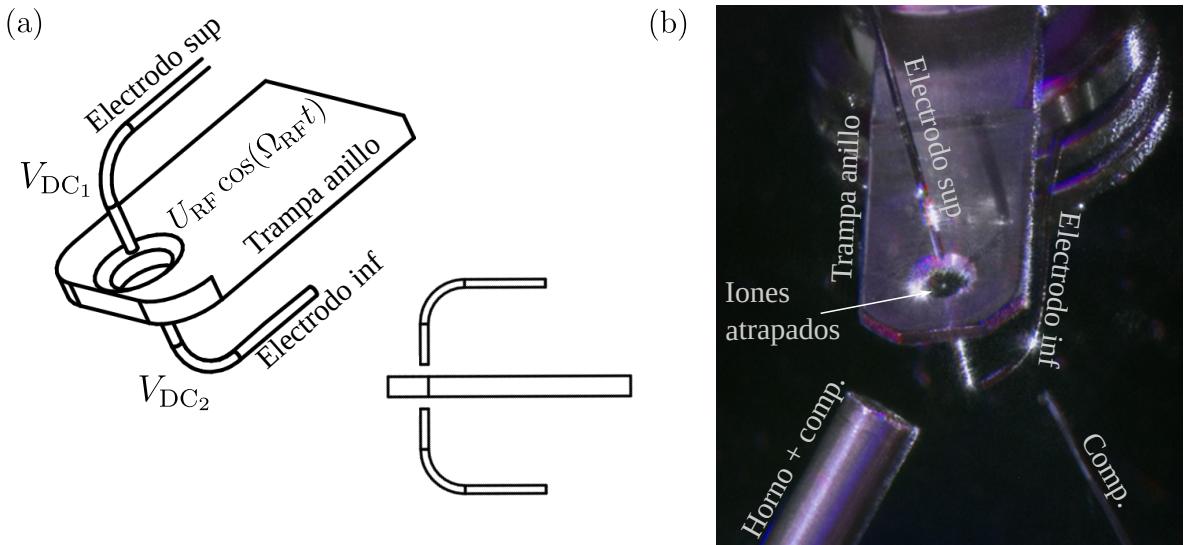


Figura 2.1: Esquema de la trampa utilizada. (a) Diseño de la trampa anular mostrado en vista diagonal y vista lateral. Un electrodo plano con un orificio en forma de anillo asimétrico lleva el voltaje RF que genera el confinamiento en el plano del anillo, mientras que dos electrodos en forma de aguja enfrentados entre sí generan el confinamiento axial en el eje perpendicular al plano. Esquema diseñado por el Dr. Martín Drechsler [112]. (b) Fotografía de la trampa en donde se señalan los distintos electrodos. Además, se muestra la ubicación del horno de átomos neutros, que también oficia de electrodo de compensación, y otro electrodo de compensación adicional. En el centro del anillo se pueden ver 5 iones de calcio atrapados. Fotografía tomada por Franco Meconi.

realiza el confinamiento en el plano que contiene al hueco anular (denominado plano radial x-y). Éste posee una asimetría de un 10 % entre su diámetro menor y su diámetro mayor. Esto se diseñó de tal manera que las dos frecuencias seculares radiales sean distintas de forma tal de favorecer el enfriamiento de los iones en ambas direcciones radiales. Además, al darle una asimetría al potencial de atrapado y romper la degeneración del potencial en las direcciones radiales, es posible atrapar cristales en donde las posiciones de equilibrio de los iones estén localizadas ya que de otra manera rotarían libremente en el plano. Por otro lado, para llevar a cabo el confinamiento en el eje perpendicular al plano del anillo, denominado eje axial (eje z), se utilizan dos electrodos tipo alambre o aguja (llamados *endcaps* por su forma) enfrentados entre sí, que llevan voltajes $V_{DC_{1,2}}$ continuos (DC), típicamente entre -2 V y 2 V, de forma tal que el punto medio entre ambos coincide con el punto medio del anillo, como también se puede apreciar en la figura. Este tipo de geometrías definen un potencial con un único mínimo en el centro del anillo, y por eso se las llama trampas tridimensionales, o 3D. En la imagen de la figura 2.1(b) se puede apreciar una fotografía de la trampa tomada por Franco Meconi¹. Allí se puede apreciar la trampa ubicada dentro de la cámara de ultra-alto vacío, la cual tiene una presión por debajo de 10^{-11} mbar. Junto a ella se aprecian los electrodos DC correspondientes, nomenclados superior e inferior. En su centro, se ven 5 iones atrapados

¹<https://www.instagram.com/terrazaalcosmos/>

brillando. Debajo de la trampa se encuentra, a la izquierda, el horno de átomos neutros. Éste es un cilindro metálico en cuyo centro se hallan gránulos de calcio que, al calentarse mediante el paso de una corriente de 3.3 A por el horno, subliman de forma tal de que los átomos pasen por el centro de la trampa, en donde son fotoionizados (detallado en la siguiente sección). Además, para tener un mejor control de la posición de los iones, tanto el horno como un electrodo adicional, mostrado en la parte inferior derecha de la foto, operan como electrodos de compensación. Estos permiten desplazar a los iones en direcciones con proyección en los ejes radiales para poder ubicarlos en el centro del potencial RF, minimizando de esta manera la micromoción en exceso.

La geometría 3D del potencial de atrapado hace que los parámetros del potencial de la ecuación (2.1) cumplan que $\alpha_i = \beta_i$ de forma tal que la expresión del potencial para esta trampa resulte

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{U_{\text{DC}} + U_{\text{RF}} \cos(\Omega_{\text{RF}} t)}{r_0^2 + 2z_0^2} (x^2 + \epsilon y^2 - 2z^2). \quad (2.13)$$

Allí, r_0 y z_0 son distancias características de la geometría vinculadas al radio medio del anillo y la distancia entre los electrodos DC respectivamente, y ϵ es un coeficiente adimensional que denota la asimetría del anillo que genera correlativamente una asimetría en el plano radial del potencial. Físicamente, dicho coeficiente es el cociente entre el diámetro menor y el diámetro mayor del electrodo anular, siendo de $\epsilon \sim 0.9$ para la trampa utilizada.

2.3. Cristales de iones

Las trampas de iones típicamente tienen potenciales con profundidades lo suficientemente altas como para ser capaces de atrapar de manera estable más de un ion a la vez. En la figura 2.2 podemos apreciar una imagen de 12 iones atrapados constituyendo dos tipos de estructuras distintas, ambas obtenidas con un tiempo de adquisición de 0.5 s. En la foto de la izquierda, los parámetros de los láseres encargados del enfriamiento no están optimizados lo cual genera que la temperatura de dichos átomos sea alta y, por consiguiente, se encuentren en una fase deslocalizada que se denomina nube iónica, constituyendo así un pequeño plasma de iones de calcio. Al optimizar los parámetros del enfriamiento láser, dicha nube sufre un cambio de fase y cristaliza tomando la forma de la estructura de la foto de la derecha, en la cual se puede apreciar que los iones se localizan en el espacio. La dispersión espacial de los iones en ambas fases es muy distinta. Para apreciar esto, graficamos un corte longitudinal de ambas en función de la posición, la cual es calibrada conociendo el tamaño de cada píxel y la magnificación del sistema óptico. Como se puede apreciar, la fase nube tiene un ancho a mitad altura en la dirección vertical de aproximadamente 25 μm , mientras que el mismo sistema pero en fase cristalina posee un ancho de menos de 5 μm . En este último caso, las posiciones de los iones varían en el tiempo menos que las distancias entre los mismos. En este caso hablamos de iones en arreglos denominados cristales de Coulomb, también conocidos por razones históricas como cristales de Wigner [113].

Cuando los parámetros de enfriado están optimizados, al cargar iones de forma individual se van arreglando en distintas geometrías ya cristalizadas. En la figura 2.3(a) podemos ver un proceso de carga de iones, en donde la tasa de carga es lo suficientemente lenta como para poder seleccionar cristales de la cantidad de iones deseada. Esto se puede hacer bajando

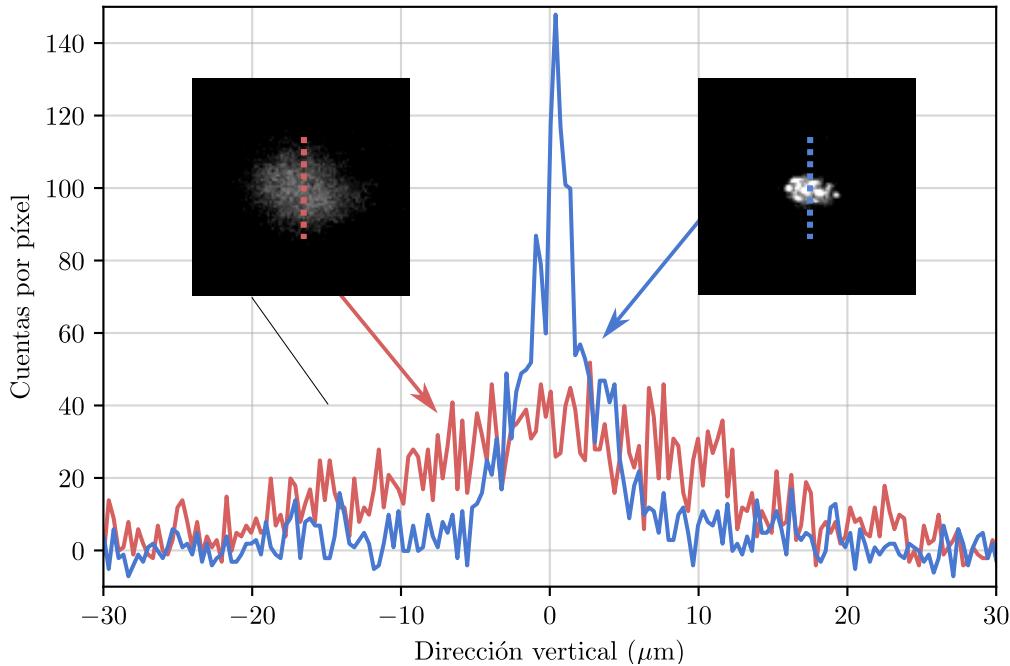


Figura 2.2: Comparación de 12 iones atrapados en forma de nube caliente (imagen de la izquierda/curva roja) y en forma de cristal de Coulomb (imagen de la derecha/curva azul). La dispersión de los átomos en cada uno de ellos denota que la temperatura es menor en la fase cristalina. Además, en esta última, se logran distinguir picos de distintas amplitudes, lo cual muestra que en este caso los iones están localizados.

las potencias de los láseres encargados de la ionización atómica, o bien bajando la corriente del horno. A la izquierda se puede apreciar un gráfico temporal de fluorescencia de iones en función del tiempo. Allí podemos ver que, en la carga, la fluorescencia crece en forma de escalones, en donde cada escalón representa un ion nuevo cargado. Los tiempos característicos de carga en este caso son de un ion cada 25 segundos aproximadamente, con lo cual para dejar de cargar simplemente se obturan los láseres encargados de la ionización. Además, a medida que la dimensión del cristal crece, podemos ver eventos de “parpadeo” en donde la fluorescencia de uno de los iones del cristal se apaga debido a que aumenta la probabilidad de que algún constituyente del gas de fondo remanente colisione con alguno de los iones del cristal.

Por otro lado, en la figura 2.3(b) se aprecian imágenes adquiridas con la cámara de cristales de iones de distinta cantidad, desde 1 hasta 14 iones. Para ello utilizamos una magnificación de ~ 20 de forma tal de tener buena resolución espacial y poder distinguirlos. Allí podemos ver que hay un eje preferencial en el cual se acomodan, evidenciándose en el cristal de 2 iones. Dicha orientación coincide con el eje de menor confinamiento de la trampa, siendo en este caso la dirección radial con menor frecuencia secular. Además, se logra resolver las distancias entre los iones que son del orden de $2 \mu\text{m}$.

Otra cosa a remarcar es que bajo ciertas condiciones las posiciones de equilibrio de los iones pueden no estar bien definidas, como sucede en el caso del cristal de 6 iones. Allí se ve que un ion se ubica en el centro mientras que cinco se ubican en una capa exterior. Los cinco iones de dicha capa no están localizados en posiciones fijas, lo cual evidencia que la

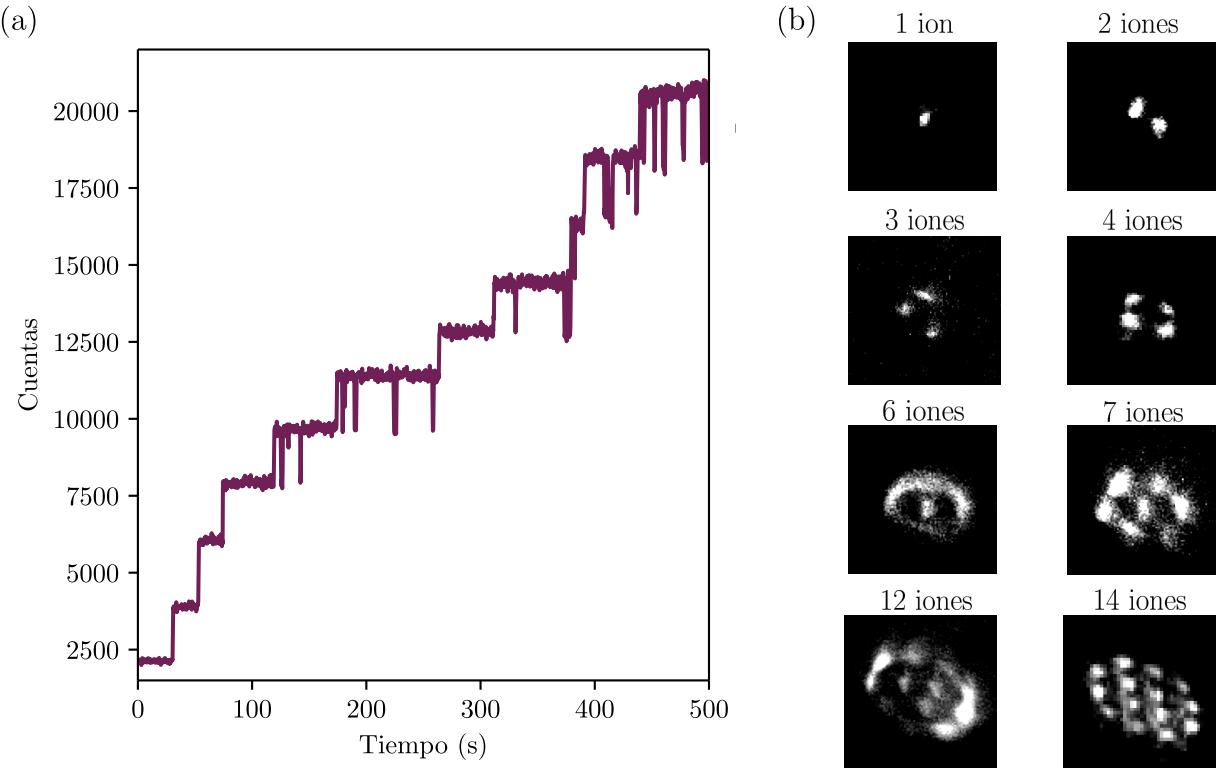


Figura 2.3: (a) Carga de iones de a uno, manifestada en un gráfico de fluorescencia vs tiempo, en donde se aprecian escalones de carga. (b) Cristales de iones entre 1 y 14. Dada la magnificación utilizada para el sistema de detección (~ 20) se puede distinguir el espaciado entre los iones causado por la repulsión coulombiana mutua y, de este modo, se distinguen las distintas estructuras que se forman.

ubicación angular de cada ion se encuentra deslocalizada. Sin embargo, para un cristal de 7 iones esto no ocurre, y podemos distinguir a cada ion de la capa externa por separado. Esto vuelve a ocurrir para 12 y 14 iones. Para otros números de iones, la capa de iones exteriores se encuentra deslocalizada a menos que incluyamos más láseres de enfriamiento en direcciones auxiliares.

Este efecto de la deslocalización se puede apreciar mejor en la comparación hecha en la figura 2.4(a). En la columna de la izquierda vemos cristales de 3, 7 y 14 iones respectivamente en donde sus capas externas poseen iones localizados, y a la derecha el mismo cristal pero con los iones externos deslocalizados. El cristal en estos últimos casos se encuentra lo suficientemente caliente como para que dichos iones se deslocalicen, pero no lo suficiente como para que el cristal entero transicione hacia la fase de nube. Por su estructura bidimensional, hay cristales cuya localización de capas externas ocurre a temperaturas mayores. Para lograr los cristales de la columna izquierda y enfriar mejor los cristales se encendió un segundo láser de enfriamiento tenue en una dirección ortogonal a la del láser ya encendido, el cual contribuyó al mejor enfriado de los modos de oscilación en el plano.

Por otro lado, en la figura 2.4(b) podemos observar cristales que presentan defectos, es decir, lugares en donde por cómo es el arreglo del cristal pareciera que hay un ion. Efectivamente, allí hay un ion, sin embargo este no fluoresce con los láseres presentes. A éstos se los

denomina iones oscuros. Como la estructura del cristal es muy similar a la estructura con un ion brillante en dicho lugar, eso señala que las masas de los iones son similares, tratándose muy probablemente de un ion de calcio de un isótopo distinto.

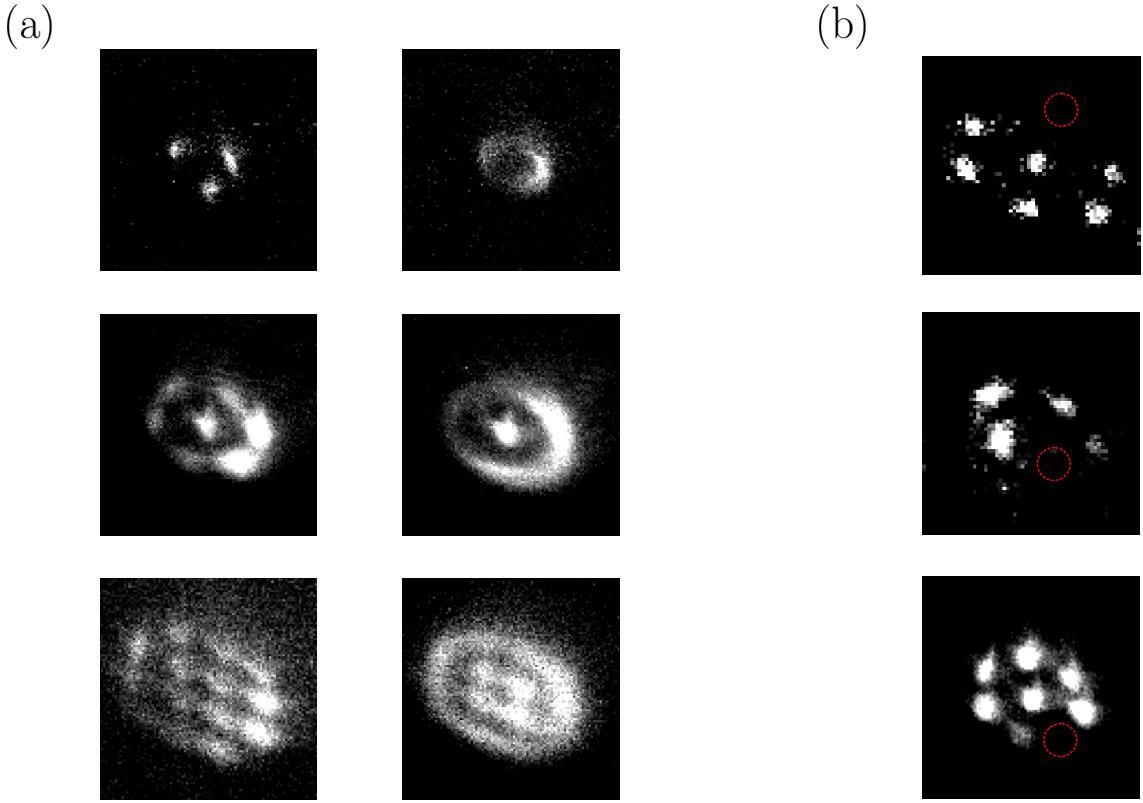


Figura 2.4: (a) Comparación de cristales en donde su capa externa se compone de iones localizados (columna izquierda) con su contraparte en donde los iones de la capa externa están deslocalizados (columna derecha). (b) Cristales de iones en donde hay un ion oscuro (señalado con un círculo rojo), probablemente un isótopo distinto de calcio.

Algo a destacar de los cristales de iones es la micromoción en exceso presente en ellos. Si la forma del potencial es 3D, como es el caso de la trampa anular, el mínimo de potencial se encuentra sólo en un punto en el espacio. Por ello, si se considera un cristal de más de un ion se podrá ubicar en dicho mínimo sólo uno de los iones, mientras que el resto se encontrarán lejos. Por ende, sentirán micromoción en exceso. Existen trampas con potenciales que minimizan dichos efectos creando mínimos de potencial con geometrías aptas para trabajar con más de un ion. Por ejemplo, las trampas lineales poseen un potencial efectivo en donde el mínimo de potencial se ubica a lo largo de una recta. Allí, se pueden atrapar varios iones en forma de cadena los cuales sentirán poca micromoción en exceso en la dirección axial.

Capítulo 3

Interacción de luz con iones fríos atrapados

En este capítulo realizamos una descripción de la dinámica electrónica de iones atrapados, su estructura de niveles y su interacción con láseres. Desarrollamos la teoría para la interacción de un átomo con un sistema de niveles dado y una serie de campos electromagnéticos de láseres, en la cual incluimos decaimientos espontáneos de estados excitados a fundamentales, desfasajes dados por ancho de línea finito de los láseres, y posibles modulaciones del espectro dado por batidos entre dos láseres con longitudes de onda cercanas o por micromoción del ion.

3.1. Transiciones y esquema de niveles del $^{40}\text{Ca}^+$

En esta tesis utilizamos el isótopo 40 del átomo de calcio ionizado una vez, nomenclado como $^{40}\text{Ca}^+$. Dicho ion tiene un único electrón de valencia, por lo cual su esquema de niveles, representado en la figura 3.1, es hidrogenoide. El mismo posee estados fundamentales $4^2\text{S}_{1/2}$, los cuales se conectan a estados excitados $4^2\text{P}_{1/2}$ mediante una transición dipolar cercana a 397 nm. Esta transición es excitada por un láser ultravioleta (UV) y posee un ancho de línea de $\Gamma_{\text{SP}} = 2\pi \times 21.57 \text{ MHz}$, lo cual la hace muy eficiente para ser utilizada para enfriamiento Doppler. Por este motivo, se la suele nombrar como la transición Doppler del ion. Los estados P poseen un tiempo de vida medio de $\tau \sim 6.9 \text{ ns}$ [114]. Los mismos pueden decaer a los estados S, o bien hacia alguno de los estados metaestables $3^2\text{D}_{3/2}$ emitiendo un fotón de longitud de onda cercana a 866 nm. Para despoblar dichos estados se utiliza un láser infrarrojo (IR) de dicha longitud de onda que excita la transición D-P, llamada transición de rebombeo ya que se encarga de poner al ion a ciclar de nuevo en la transición Doppler. Esta transición posee un ancho de línea de $\Gamma_{\text{DP}} = 2\pi \times 1.482 \text{ MHz}$, de forma tal que la suma de ambos anchos de línea es $\Gamma_{\text{T}} = \Gamma_{\text{SP}} + \Gamma_{\text{DP}} = 1/\tau$. De esta manera, la probabilidad del ion de decaer desde el estado P a alguno de los estados S es $p_s = \Gamma_{\text{SP}}/\Gamma_{\text{T}} \sim 0.94$, mientras que la probabilidad de decaer a alguno de los estados D es $p_d = \Gamma_{\text{DP}}/\Gamma_{\text{T}} \sim 0.06$. A estos coeficientes se los conoce como factores de ramificación del estado P [115]. De esta manera, utilizando ambos láseres se logra un ciclo cerrado de fluorescencia entre los estados $4^2\text{S}_{1/2} \leftrightarrow 4^2\text{P}_{1/2} \leftrightarrow 3^2\text{D}_{3/2}$.

La estructura fina hace que, además, existan estados $3^2\text{D}_{5/2}$ que también tienen menor

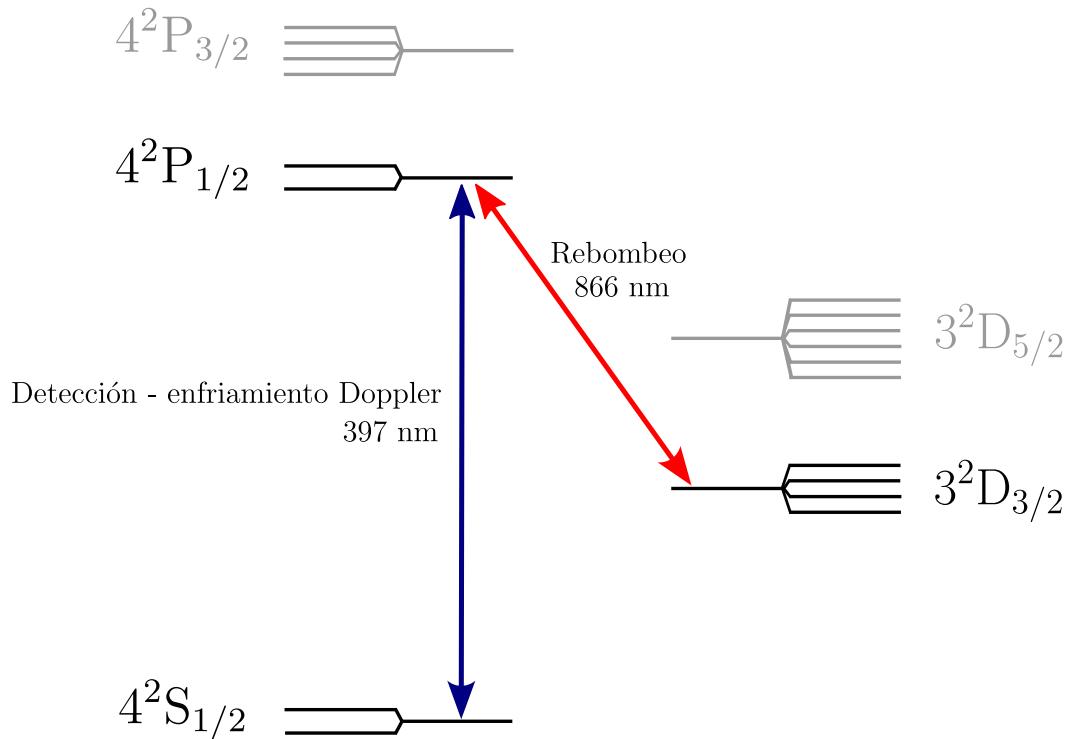


Figura 3.1: Sistema de niveles del calcio ionizado una vez. Se marcan las dos transiciones que se utilizaron en este trabajo, una UV en 397 nm y una IR en 866 nm.

energía que los estados P. Sin embargo, las reglas de selección prohíben el decaimiento desde los estados P a dichos estados, por lo cual no es necesario utilizar un láser que los rebombee. De igual manera, estos estados son ampliamente utilizados para estudiar dinámica coherente [31, 116]. La transición cuadrupolar $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2D_{5/2}$ se utiliza para hacer enfriamiento más allá del límite Doppler, por ejemplo, mediante enfriamiento por bandas laterales [46]. También sirve para realizar fluorescencia dependiente del estado y poder discernir en cuál de los estados S se encuentra la población atómica mediante un mecanismo conocido como “shelving” que selectivamente excita a uno de esos dos estados hacia un estado $3^2D_{5/2}$ y al otro no. Por otro lado, también hay presentes estados $4^2P_{3/2}$, que pueden ser excitados mediante un láser de 393 nm desde los estados S. El láser UV que utilizamos está lejos de esa longitud de onda, por lo cual podemos ignorar su existencia. Sin embargo, el LED que utilizamos para fotoionizar los átomos sí posee componentes de frecuencia cercanas a dicha transición, por lo cual luego de la ionización el LED debe ser apagado.

A lo largo de esta tesis nos restringiremos sólo a la dinámica entre los estados $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$, excitada por un láser UV, y $3^2D_{3/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$, excitada por un láser IR. Para estudiar la dinámica de un sistema de niveles atómico interactuando con los campos electromagnéticos de los láseres, desarrollamos un modelo teórico escribiendo ecuaciones maestras para la evolución temporal del sistema que tienen en cuenta tres ingredientes: primero, el hamiltoniano atómico que involucra las energías de cada estado; luego, el hamiltoniano de interacción entre los campos y el átomo en la aproximación dipolar; finalmente, un término no unitario que integra a la dinámica efectos de decoherencia en el sistema como emisión espontánea y anchos de línea finitos de láseres. Con todo esto, hacemos un análisis de las soluciones del sistema estudiando

su comportamiento temporal transitorio, y luego su estado estacionario. Este último nos brindará información sobre el comportamientopectral del sistema.

A continuación, comenzamos describiendo un sistema genérico para luego exemplificar con un sistema de dos niveles. Posteriormente, describimos un sistema de tres niveles tipo Λ en donde emergen interferencias entre las amplitudes de transición. Finalmente, hacemos una descripción del sistema completo de ocho niveles que representa el sistema físico del ion de calcio.

3.2. Ecuaciones ópticas de Bloch

La dinámica unitaria o coherente de un sistema atómico interactuando con los campos eléctricos oscilantes de los láseres se puede modelar mediante un hamiltoniano de la forma

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{at}} + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (3.1)$$

en donde \hat{H}_{at} es el hamiltoniano atómico del sistema de niveles y \hat{H}_{int} es el hamiltoniano de interacción de los láseres con el átomo. Nomenclaremos la base de estados atómicos utilizando la notación de kets como $|i\rangle$ de forma tal que cada estado tiene una energía $\varepsilon_i = \hbar\omega_i$. Con esto, el hamiltoniano atómico actúa sobre la base de forma tal que $\hat{H}_{\text{at}}|i\rangle = \hbar\omega_i|i\rangle$. Con ello, se puede escribir \hat{H}_{at} en esta base como

$$\hat{H}_{\text{at}} = \sum_i \hbar\omega_i |i\rangle \langle i|. \quad (3.2)$$

Para un sistema de N láseres interactuando con el sistema atómico, descomponemos el hamiltoniano de interacción en dos partes $\hat{H}_{\text{int}} = \hat{H}_{\text{int}}^{(+)} + \hat{H}_{\text{int}}^{(-)}$, en donde

$$\hat{H}_{\text{int}}^{(\pm)} = -\hat{\vec{D}} \cdot \sum_{m=1}^N \vec{E}_m^{(\pm)}(\vec{r}) e^{\pm i\omega_{L_m} t}. \quad (3.3)$$

Allí, $\vec{E}_m^{(\pm)}$ representa la parte espacial del campo eléctrico de cada uno de los láseres con frecuencia ω_{L_m} de forma tal que $\vec{E}_m^{(+)\dagger} = \vec{E}_m^{(-)}$. Por otro lado, $\hat{\vec{D}} = q\hat{\vec{r}}$ es el operador dipolo eléctrico. El mismo acopla estados de paridad distinta, por lo cual, al escribirlo en la base anterior, tendrá elementos sólo fuera de la diagonal. Además, consideramos la aproximación de onda rotante, la cual consiste en descartar componentes de oscilación rápida del orden de $\omega_{L_m} + \omega_i$. Esto implica que será suficiente trabajar con una de las dos componentes de \hat{H}_{int} [117].

Para poder resolver el problema apropiadamente conviene rotar el sistema de referencia mediante una matriz unitaria \hat{U} de forma tal que \hat{H}_{int} sea independiente del tiempo [118]. Esto lo podemos hacer de forma tal que la matriz densidad rotada es

$$\rho' = \hat{U} \rho \hat{U}^\dagger. \quad (3.4)$$

Por otro lado, el hamiltoniano al ser rotado queda

$$\hat{H}' = \hat{U} H \hat{U}^\dagger - i\hbar \hat{U} \frac{d\hat{U}^\dagger}{dt}. \quad (3.5)$$

Esto generalmente hace que la dependencia explícita con el tiempo del hamiltoniano desaparezca, ya que implica subirse a un marco de referencia rotante con la frecuencia de los láseres, y por ende hallar la solución estacionaria del sistema sea sencillo. Sin embargo, como veremos más adelante, existen casos en donde no es posible deshacerse de dicha dependencia temporal, por ejemplo cuando en la dinámica hay dos láseres de longitudes de onda muy cercanas que generan batidos. En este caso, deberemos recurrir a métodos para hallar el valor medio de la solución estacionaria del sistema.

Para agregar efectos disipativos de decoherencia, tanto decaimientos espontáneos como posibles desfasajes dados por fluctuaciones de parámetros, recurriremos al formalismo de Lindblad. Éste permite incluir dinámica incoherente al escribir una ecuación maestra para la evolución temporal de la matriz densidad del sistema ρ de forma tal que

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}', \rho] + \mathcal{L}_{\text{damp}}(\rho). \quad (3.6)$$

Allí, $\mathcal{L}_{\text{damp}}(\rho)$ es un superoperador conocido como Lindbladiano, u operador de Lindblad, que actúa sobre ρ e incluye los decaimientos requeridos en las ecuaciones diferenciales para las poblaciones atómicas. Su expresión es

$$\mathcal{L}_{\text{damp}}(\rho) = -\frac{1}{2} \sum_m \left[\hat{C}_m^\dagger \hat{C}_m \rho + \rho \hat{C}_m^\dagger \hat{C}_m - 2 \hat{C}_m \rho \hat{C}_m^\dagger \right]. \quad (3.7)$$

Los operadores \hat{C}_m modelan los distintos procesos no unitarios en el sistema [119]. Estos procesos se dividen en dos tipos: en primer lugar, los vinculados a la emisión espontánea desde algún estado excitado $|i\rangle$ hacia un estado fundamental $|j\rangle$ caracterizada por una tasa de emisión Γ_{ij} . Este proceso se describe mediante un operador de la forma

$$\hat{C}_m = \sqrt{\Gamma_{ij}} |j\rangle \langle i|. \quad (3.8)$$

En segundo lugar, es posible incluir efectos de desfasaje, conocido comúnmente como *dephasing* en inglés. Esto ocurre al existir fluctuaciones de algún parámetro. En este caso, consideraremos fluctuaciones en la frecuencia del láser lo cual devienen en un ancho de línea finito del mismo. Esto se incluye mediante el operador

$$\hat{C}_m = \sqrt{2\Gamma_k} |i\rangle \langle i|, \quad (3.9)$$

en donde Γ_k es el ancho de línea del láser k que conecta el nivel $|i\rangle$ hacia algún estado excitado. En esta tesis los anchos de línea de los láseres involucrados se establecieron por debajo de los 100 kHz mediante técnicas de estabilización que se explicarán en el siguiente capítulo. Estos anchos son mucho más chicos que los anchos de línea de las transiciones relevantes, por lo cual no afectarán en gran medida la forma de los espectros de las transiciones dipolares. Sin embargo, sí pueden generar ensanchamientos en las resonancias oscuras.

Con todos estos ingredientes, para un sistema de N niveles es posible escribir, mediante la ecuación (3.6), $N \times N$ ecuaciones diferenciales para la evolución temporal de cada elemento de la matriz densidad ρ_{ij} . Sin embargo, como $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$, y además, por normalización, $\sum_{i=1}^N \rho_{ii} = 1$, el número de ecuaciones linealmente independientes se reduce a $\left(\sum_{i=1}^N i \right) - 1 = \frac{N(N+1)}{2} - 1$.

Es posible resolver dichas ecuaciones con una dada condición inicial, por ejemplo un estado inicial $|r\rangle$ poblado de forma tal que $\rho_{rr} = 1$ y $\rho_{ij} = 0$ en otro caso. Con esto, es posible hallar la evolución temporal del sistema. El mismo tendrá un comportamiento transitorio para tiempos chicos los cuales están del orden de $\tau \sim 1/\Gamma_{ij}$. Para tiempos mayores, el sistema alcanza un régimen estacionario. Como veremos más adelante, si el hamiltoniano tiene una modulación temporal dada por el batido de dos láseres, o por micromoción, este estacionario tendrá sumado un comportamiento oscilatorio. Sin embargo, su valor medio no cambiará en el tiempo.

Debido a la linealidad de la ecuación con ρ , es posible reescribir la ecuación (3.6) de forma tal que

$$\frac{d\vec{\rho}}{dt} = L\vec{\rho}, \quad (3.10)$$

en donde definimos la matriz densidad vectorizada como

$$\vec{\rho} = (\rho_{11}, \rho_{12}, \dots, \rho_{1N}, \rho_{21}, \dots, \rho_{N1}, \dots, \rho_{NN}). \quad (3.11)$$

La matriz L tiene dimensión $N^2 \times N^2$ y se denomina *Liouvilliano* del sistema [120]. Es posible demostrar que se puede escribir en notación de índices como

$$L_{n \cdot (r-1) + s, n \cdot (k-1) + j} = -\frac{i}{\hbar} \left[H_{r,k}^{\text{eff}} \delta_{j,s} - H_{j,s}^{\text{eff}\dagger} \delta_{r,k} \right] + \sum_m \left(\hat{C}_m \right)_{r,k} \left(\hat{C}_m^\dagger \right)_{j,s}, \quad (3.12)$$

en donde $\delta_{i,j}$ es la función delta de Kroenecker que vale 1 si $i = j$ y vale 0 en otro caso. Además, definimos el Hamiltoniano efectivo del sistema como

$$H^{\text{eff}} = H' - \frac{i}{2\hbar} \sum_m \hat{C}_m \hat{C}_m^\dagger. \quad (3.13)$$

En ausencia de modulaciones temporales adicionales, L es independiente del tiempo en el sistema de referencia rotante, por lo cual se puede hallar el estado estacionario del sistema de manera directa mediante la ecuación (3.10) pidiendo que $\frac{d\vec{\rho}}{dt} = 0$. Así se halla $\vec{\rho}(t \rightarrow \infty)$ invirtiendo L . Sin embargo, para incluir la condición de normalización de ρ , modificamos la primera fila de L para que considere esta restricción. Por lo tanto, la ecuación final para el estacionario resulta

$$(1, \vec{0}) = L\vec{\rho}(t \rightarrow \infty), \quad (3.14)$$

en donde el término de la izquierda de la ecuación representa un vector de 64 elementos en donde el primero es 1 y el resto 0. Con esta expresión, se puede calcular

$$\vec{\rho}(t \rightarrow \infty) = L^{-1} \cdot (1, \vec{0}). \quad (3.15)$$

De esta manera, este método permite calcular las poblaciones atómicas en el estado estacionario en un caso general, evitando tener que resolver numéricamente las ecuaciones ópticas de Bloch. Así calcularemos los espectros atómicos, en donde computamos el valor estacionario de las poblaciones atómicas en función de la desintonía de alguno de los láseres.

Ahora procedemos a calcular explícitamente la dinámica para distintos sistemas de niveles particulares. Primero ejemplificamos con un sistema de dos niveles para evidenciar el rol de

cada uno de los parámetros en la dinámica. Posteriormente desarrollamos un sistema de tres niveles tipo Λ en donde hay dos niveles fundamentales y un nivel excitado y estudiamos efectos de interferencia entre ambas transiciones, ausentes en sistemas de dos niveles. Seguidamente, describimos el sistema completo de ocho niveles del ion de calcio, el cual es un sistema denominado multi- Λ ya que está compuesto por varios subsistemas tipo Λ formados por un estado S, un estado P y un estado D. Finalmente, mostramos cómo incluir a la dinámica dos casos que hacen que el Liouvilliano tenga una dependencia temporal explícita: la presencia de micromoción, es decir cuando hay una modulación en la velocidad del átomo, y el caso en donde hay más de un láser excitando la misma transición, lo que genera batidos a una frecuencia igual a la diferencia entre las frecuencias de los láseres.

3.2.1. Sistema de dos niveles

Comenzamos considerando un sistema de dos niveles nomenclados $|1\rangle$ y $|2\rangle$, en donde sus energías cumplen la relación $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$, definiendo $\varepsilon_i = \hbar\omega_i$. La transición es excitada por un láser de frecuencia ω_L y ancho de línea Γ_L , y la transición tiene un ancho de línea Γ_{21} . Representamos la base $\{|1\rangle, |2\rangle\}$ vectorialmente mediante los dos vectores canónicos de dimensión 2, $(1, 0)$ y $(0, 1)$. En esta base, el hamiltoniano atómico se puede escribir como

$$H_{\text{at}} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_1 & 0 \\ 0 & \omega_2 \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

La componente de interés del hamiltoniano de interacción en dicha base será

$$H_{\text{int}}^{(-)} = -\hat{\vec{D}} \cdot \vec{E}_0 e^{-i\omega_L t}, \quad (3.17)$$

en donde se puede escribir el operador dipolar

$$\hat{\vec{D}} = \sum_{i,j=1}^2 \vec{D}_{ij} |i\rangle \langle j|. \quad (3.18)$$

Allí, el elemento de matriz $\vec{D}_{ij} = \langle i | \hat{e}\vec{r} | j \rangle$ es no nulo sólo si $i \neq j$, ya que el operador posición \vec{r} es un operador impar, por lo cual sólo conecta estados de paridad opuesta. Con ello, H_{int} representado en la base introducida anteriormente es

$$H_{\text{int}} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega}{2} e^{i\omega_L t} \\ \frac{\Omega^*}{2} e^{-i\omega_L t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Allí definimos a la frecuencia de Rabi como $\hbar\Omega = \vec{D}_{12} \cdot \vec{E}_0$. La misma es en principio compleja, pero podemos, sin pérdida de generalidad, elegir la fase del campo de forma tal que sea real. Con estas dos contribuciones, el hamiltoniano del sistema queda

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \omega_1 & \frac{\Omega}{2} e^{i\omega_L t} \\ \frac{\Omega}{2} e^{-i\omega_L t} & \omega_2 \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

Para proceder vamos a hacer dos cosas. En primer lugar, modificamos la definición de las energías hechas anteriormente. Pondremos el cero de energía en el nivel excitado de forma

tal que $\varepsilon_2 = 0$. Esto hace que $\varepsilon_1 = \hbar(\omega_1 - \omega_2)$. En segundo lugar, nos deshacemos de la dependencia temporal explícita transformando el sistema de referencia hacia un marco rotante con la frecuencia del láser. Esto lo hacemos mediante la matriz de rotación

$$U = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_L t} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.21)$$

De esta manera, el hamiltoniano queda

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \omega_L - (\omega_2 - \omega_1) & \frac{\Omega}{2} \\ \frac{\Omega}{2} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

Definimos la *desintonía* del láser como $\Delta = \omega_L - (\omega_2 - \omega_1)$. La misma representa la diferencia entre la frecuencia del fotón del láser y la frecuencia de la transición. Si la desintonía es positiva, la frecuencia del láser es mayor a la frecuencia de la transición. Por ende, diremos que el láser está desintonizado al azul (ya que azul representa mayor frecuencia). Por el contrario, si la desintonía es negativa, diremos que el láser está desintonizado al rojo, por los mismos motivos.

La dinámica incoherente tendrá dos partes. Primero, el decaimiento desde el nivel 2 al nivel 1 modelado por un operador de la forma

$$\hat{C}_1 = \sqrt{\Gamma_{21}} |1\rangle \langle 2|. \quad (3.23)$$

Segundo, el desfasaje ocasionado por el ancho de línea del láser modelado por el operador

$$\hat{C}_2 = \sqrt{2\Gamma_L} |1\rangle \langle 1|. \quad (3.24)$$

Con estos dos operadores se puede calcular el operador de Lindblad completo y, mediante la ecuación (3.6), expresar las ecuaciones diferenciales para la matriz densidad. Las mismas quedan

$$\frac{d\rho_{11}}{dt} = \frac{i}{2}\Omega(\rho_{12} - \rho_{21}) + \Gamma_{21}\rho_{22} \quad (3.25)$$

$$\frac{d\rho_{22}}{dt} = -\frac{i}{2}\Omega(\rho_{12} - \rho_{21}) - \Gamma_{21}\rho_{22} \quad (3.26)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = -\frac{i}{2}\Omega(\rho_{22} - \rho_{11}) - i\Delta\rho_{12} - \left(\frac{\Gamma_{21}}{2} + \Gamma_L\right)\rho_{12} \quad (3.27)$$

Estas ecuaciones se denominan **ecuaciones ópticas de Bloch**. La ecuación para ρ_{21} es la conjugada de la ecuación para ρ_{12} , por lo cual no es necesario considerarla. Además, se puede notar que sumando las dos primeras ecuaciones se obtiene que $\frac{d\rho_{11}}{dt} + \frac{d\rho_{22}}{dt} = 0$, por lo cual $\rho_{11}(t) + \rho_{22}(t) = \text{cte} \equiv 1$ por normalización.

En la figura 3.2 vemos simulaciones de la dinámica de un sistema de 2 niveles. En todos los casos, elegimos un valor de $\Omega = 2\pi \times 100$ MHz, un valor de $\Delta = 0$ y una condición inicial tal que $\rho_{11}(t = 0) = 1$, mientras que $\rho_{ij}(t = 0) = 0$ para los demás casos. En la figura 3.2(a) vemos tres curvas para distintos valores de Γ_{21} . En la curva azul, $\Gamma_{21} = 2\pi \times 0.1$ MHz, es decir, es mucho menor que Ω . En este caso, vemos oscilaciones de Rabi entre el estado 1 y el estado 2. La curva naranja representa el caso $\Gamma_{21} = 2\pi \times 20$ MHz. Allí podemos ver ya que

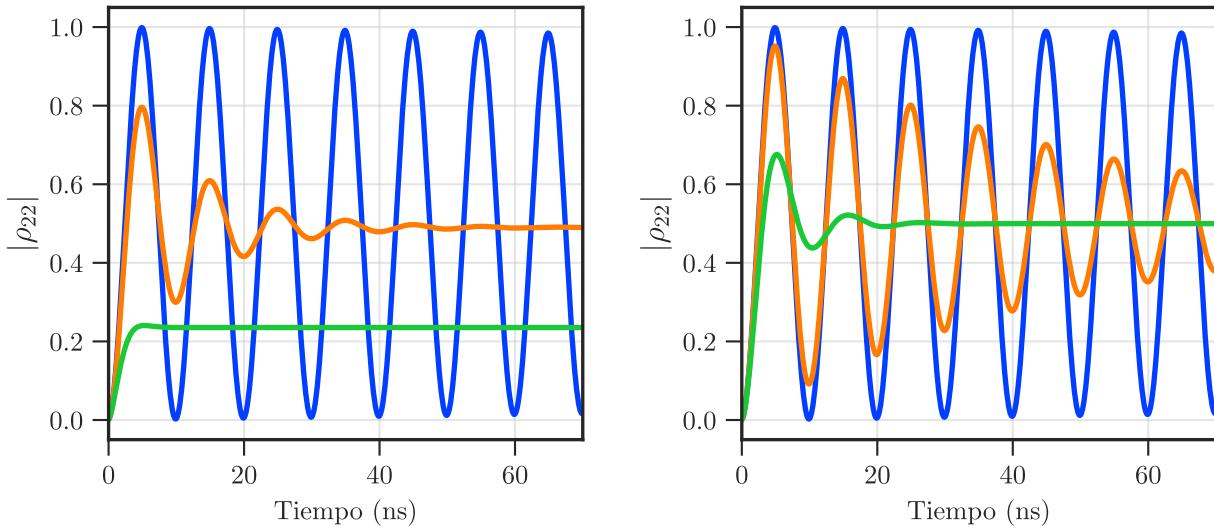


Figura 3.2: Dinámica de un sistema de 2 niveles. Para todos los casos se estableció $\Omega = 2\pi \times 100$ MHz. (a) Población del estado excitado para tres valores distintos de Γ_{21} . Cuando éste es mucho más chico que Ω (curva azul) se ven oscilaciones de Rabi sin amortiguar. Cuando es comparable (curva naranja) se ven algunas oscilaciones que se van amortiguando y convergen a 0.5. Para el caso donde es mayor (curva verde) el comportamiento es sobreamortiguado, no se ven oscilaciones y tiende a un valor menor a 0.5. (b) Lo mismo pero variando Γ_L , para el primero de los casos de (a). Se ve que para mayor Γ_L , el efecto es también el de amortiguar las oscilaciones.

las oscilaciones se amortiguan luego de pocos ciclos y el valor de ρ_{22} estacionario tiende a 0.5, el cual es el resultado bien conocido del valor estacionario para un sistema de dos niveles muy saturado. Finalmente, la curva verde representa el caso $\Gamma_{21} = 2\pi \times 150$ MHz. Aquí se ve que directamente no hay oscilaciones presentes y las coherencias desaparecen rápidamente con el decaimiento espontáneo. Además, el valor estacionario de ρ_{22} es ~ 0.22 . Esto se debe a que para estos parámetros el sistema está poco saturado, es decir, Ω es menor a Γ_{21} .

Por otro lado, en la figura 3.2(b) vemos el comportamiento del sistema variando el ancho de línea del láser Γ_L , para el primero de los casos anteriores. Para $\Gamma_L = 0$ (curva azul) el comportamiento es de oscilaciones de Rabi sin amortiguamiento. Sin embargo, para $\Gamma_L = 2\pi \times 1$ MHz (curva naranja) y $\Gamma_L = 2\pi \times 10$ MHz (curva verde) el ancho de línea del láser genera un desfasaje en las coherencias del sistema que ocasiona que las oscilaciones de Rabi se amortigüen.

3.2.2. Sistema de tres niveles

Estudiamos ahora la dinámica de un sistema de tres niveles tipo Λ . Esto implica dos niveles fundamentales no degenerados conectados a un nivel excitado mediante dos láseres distintos, como se ilustra en la figura 3.3. En este caso,emergerán efectos de interferencia entre las dos amplitudes de transición involucradas dando lugar al fenómeno de atrapamiento coherente de población, el cual desarrollaremos en profundidad y será objeto central de esta tesis.

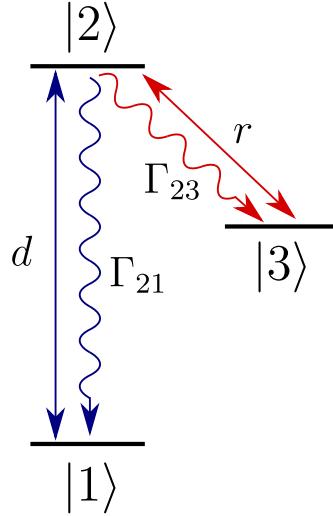


Figura 3.3: Esquema de tres niveles en configuración Λ . Los niveles $|1\rangle$ y $|3\rangle$ están conectados al nivel $|2\rangle$ mediante respectivos láseres, nomenclados d y r . Además consideramos el decaimiento de dicho estado hacia los niveles inferiores con tasas Γ_{21} y Γ_{23} , respectivamente.

El hamiltoniano atómico en la base atómica representada por los vectores canónicos, análogamente al caso de dos niveles, es

$$H_{\text{at}} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_1 & 0 & 0 \\ 0 & \omega_2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_3 \end{pmatrix}. \quad (3.28)$$

Por otro lado, el hamiltoniano de interacción involucra dos campos eléctricos de dos láseres, los cuales nomenclaremos d , por Doppler y r , por rebombo. En este caso, la componente del hamiltoniano de interacción de interés se puede expresar como

$$H_{\text{int}}^{(-)} = -\hat{\vec{D}} \cdot (\vec{E}_d e^{-i\omega_d t} + \vec{E}_r e^{-i\omega_r t}), \quad (3.29)$$

en donde $\omega_{d,r}$ son las frecuencias de ambos campos, y $\vec{E}_{d,r}$ sus amplitudes. En la representación matricial el mismo queda expresado como

$$H_{\text{int}} = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_d}{2} e^{i\omega_d t} & 0 \\ \frac{\Omega_d}{2} e^{-i\omega_d t} & 0 & \frac{\Omega_r}{2} e^{-i\omega_r t} \\ 0 & \frac{\Omega_r}{2} e^{i\omega_r t} & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.30)$$

en donde $\Omega_{d,r}$ son las frecuencias de Rabi de cada una de las transiciones. Repitiendo pasos similares al del caso de 2 niveles, primero establecemos como cero de energía el nivel excitado, y luego aplicamos una rotación U con las frecuencias de los láseres de forma tal que

$$U = \begin{pmatrix} e^{-i\omega_d t} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\omega_r t} \end{pmatrix}. \quad (3.31)$$

Definiendo las desintonías de ambos láseres como $\Delta_d = \omega_d - (\omega_2 - \omega_1)$ y $\Delta_r = \omega_r - (\omega_2 - \omega_3)$, el hamiltoniano rotado resulta

$$H' = \hbar \begin{pmatrix} \Delta_d & \frac{\Omega_d}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_d}{2} & 0 & \frac{\Omega_r}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_r}{2} & \Delta_r \end{pmatrix}. \quad (3.32)$$

Resulta interesante analizar un caso particular que emerge de este resultado. Considerando $\Delta_d = \Delta_r$, es posible mostrar que el estado a tiempos largos es una superposición de los estados $|1\rangle$ y $|3\rangle$, por lo que $\rho_{22}(t \rightarrow \infty) = 0$. Por ende, como la población del estado excitado tiende a anularse, para tiempos grandes el ion deja de ciclar en ambas transiciones, por lo que no fluoresce. Dicho estado es conocido como *estado oscuro*, ya que no acopla con los campos eléctricos de los láseres. Esto es desarrollado en detalle en el apéndice A. Visto desde otro punto de vista, la amplitud de transición del estado $|1\rangle$ al $|2\rangle$ interfiere destructivamente con la amplitud de transición del $|3\rangle$ al $|2\rangle$ [121]. Este estado efectivamente a tiempos largos es poblado por emisión espontánea, por lo que el átomo eventualmente decae a este estado. Esto genera el fenómeno conocido como transparencia electromagnéticamente inducida (EIT), ya que el ion se vuelve transparente a la absorción de luz en ambas transiciones. Desde el punto de vista mecano-cuántico, el fenómeno es conocido como atrapamiento coherente de población (CPT), ya que la población atómica queda atrapada en un estado superposición.

Para calcular la dinámica completa del sistema, calculamos el Lindbladiano utilizando los operadores de decoherencia respectivos. Utilizamos dos operadores que dan nota de decaimientos, del estado 2 al 3 con una tasa de decaimiento Γ_{23} y del 2 al 1, con tasa Γ_{21} . Además, consideramos que ambos láseres tienen anchos de línea finitos Γ_d y Γ_r . De esta manera, con una ecuación maestra como la de la ecuación (3.6) y su correspondiente mapeo a una ecuación lineal escribiendo una expresión para el Liouvilliano del sistema, es posible calcular la dinámica del sistema tanto transitoria, resolviendo las ecuaciones ópticas de Bloch correspondientes, como estacionaria invirtiendo el Liouvilliano análogo al caso de 2 niveles.

En la figura 3.4 mostramos un cálculo de la dinámica temporal para un set de parámetros a modo de exemplificar dos casos que serán de relevancia para esta tesis. En ambas subfiguras la simulación se realizó estableciendo que $\rho_{11}(t = 0) = 1$, siendo 0 para los demás casos, es decir, el átomo está inicialmente en el estado 1. En los regímenes simulados no se observan oscilaciones de Rabi, ya que utilizamos frecuencias de Rabi suficientemente bajas como para que dichas oscilaciones ocurran a tiempos muy cortos y no se vean, análogo a los experimentos realizados. En primer lugar, en la figura 3.4(a) simulamos la dinámica temporal en donde a tiempo $t = 0$ se enciende el láser que conecta el estado 1 con el 2. El estado 3 no es despoblado ya que no está encendido el láser correspondiente, por lo que para tiempos del orden de $1/\Gamma_{23}$ la población atómica decae a dicho estado. Esto implica que $\rho_{33} \rightarrow 1$, mientras que todas las demás poblaciones incluyendo la coherencia ρ_{13} tienden a cero. Particularmente, vemos además que ρ_{22} , que es inicialmente cero, alcanza rápidamente un valor máximo para tiempos cortos y luego tiende a cero nuevamente. Es decir, el estado excitado se puebla transitoriamente.

Por otro lado, en la figura 3.4(b) estudiamos la dinámica temporal de atrapamiento coherente de población y, por ende, de preparación del estado oscuro. Allí consideramos ambos láseres prendidos, pero con la condición de que $\Delta_d = \Delta_r = 2\pi \times -10$ MHz. Podemos ver que en ese caso, la población del excitado ρ_{22} sigue tendiendo a cero, sin embargo ρ_{33} y ρ_{11}

no. El valor al que tienden depende de las frecuencias de Rabi, las cuales determinan el peso que tiene cada estado en el estado oscuro preparado. Además, otra manifestación de que se preparó un estado oscuro superposición está reflejada en que la coherencia ρ_{13} tiende a un valor distinto a cero.

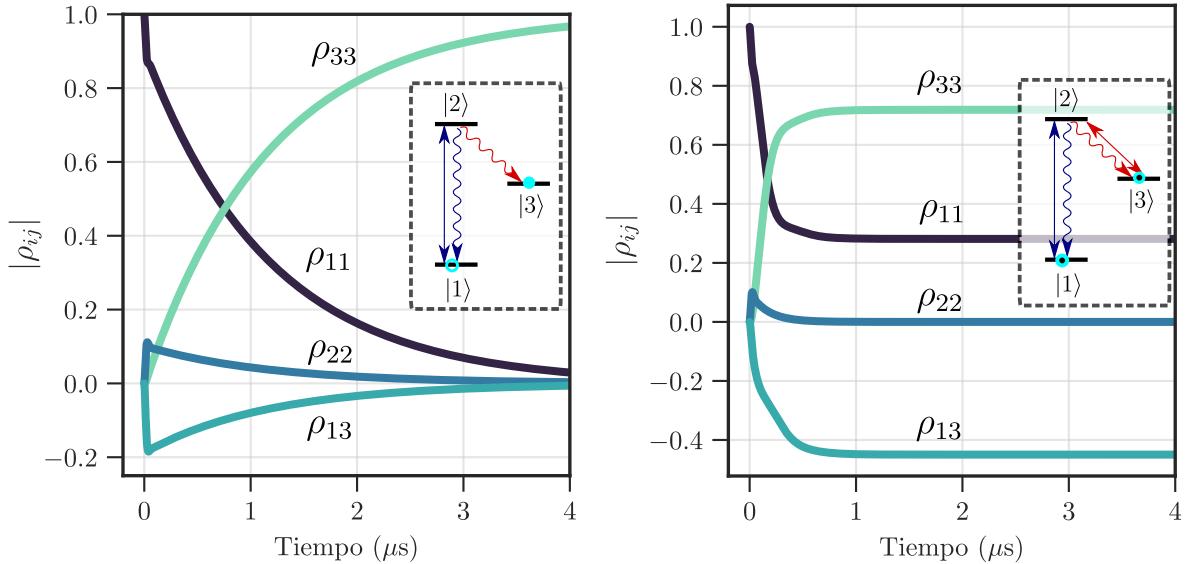


Figura 3.4: Dinámica temporal de un sistema de 3 niveles. Graficamos las poblaciones individuales de cada uno de ellos, junto a la coherencia entre los dos niveles inferiores ρ_{13} . En todos los casos, el estado inicial es el 1. (a) Dinámica de bombeo óptico hacia el estado 3, en donde el único láser encendido es el que conecta el estado 1 con el 2. (b) Aquí se encienden ambos láseres considerando $\Delta_d = \Delta_r = 2\pi \times -10$ MHz. Se observa la dinámica en donde se prepara el estado oscuro superposición entre el 1 y el 3.

En la figura 3.5 mostramos espectros calculados mediante el método de inversión de L . Allí graficamos el valor estacionario de la población del estado excitado ρ_{22} en función de Δ_r . En el caso de que detectemos fotones de alguno de los dos decaimientos, por ejemplo del decaimiento $2 \rightarrow 1$, la fluorescencia F será proporcional a la población del estado excitado y a la tasa de decaimiento correspondiente, de forma tal que $F \propto \Gamma_{21}\rho_{22}$. En dichas simulaciones establecimos $\Delta_d = 2\pi \times -10$ MHz. En todos los espectros simulados emerge un valle en donde la población del estado excitado se reduce drásticamente. El centro de dicho valle coincide con Δ_d , y se lo conoce como resonancia oscura, y está dado por el fenómeno de atrapamiento coherente de población descripto previamente. Por estas razones, los llamaremos **espectros CPT**, o **espectros de resonancias oscuras**. La envolvente del espectro es una campana Lorentziana cuyo ancho es del orden de $\Gamma_{21} + \Gamma_{23}$ con ensanchamientos adicionales por potencia de los láseres. En el caso de la figura 3.5(a) vemos el espectro para tres valores de Γ_d distintos, fijando $\Gamma_r = 0$. Para el caso $\Gamma_d = 0$, es decir sin desfasajes dados por anchos de línea de los láseres, la fluorescencia de la resonancia vale cero en su mínimo. Sin embargo, para valores de Γ_d no nulos el efecto principal ocasionado es que esta resonancia se levanta del cero y el ion fluoresce en la resonancia oscura. Esto es comprensible ya que el desfasaje modela una fluctuación de la frecuencia del láser, lo cual ocasiona que la condición de resonancia oscura no se cumpla constantemente. Por otro lado, en la figura 3.5(b) vemos el efecto de la potencia

del láser a través de variar Ω_d . Consideramos para estas simulaciones $\Gamma_d = 0$. Para definir una escala apropiada para la frecuencia de Rabi, definimos los parámetros de saturación de las transición como el cociente de la frecuencia de Rabi correspondiente y su ancho de línea, de forma tal que $s_d = \Omega_d/\Gamma_{21}$ y $s_r = \Omega_r/\Gamma_{23}$. En el gráfico representamos tres curvas para valores de $s_d = 0.2, 0.5$ y 1 . Vemos que en este caso, la potencia del láser ensancha todo el espectro, incluso generando ensanchamiento en la resonancia oscura, pero la fluorescencia sigue siendo nula en su centro.

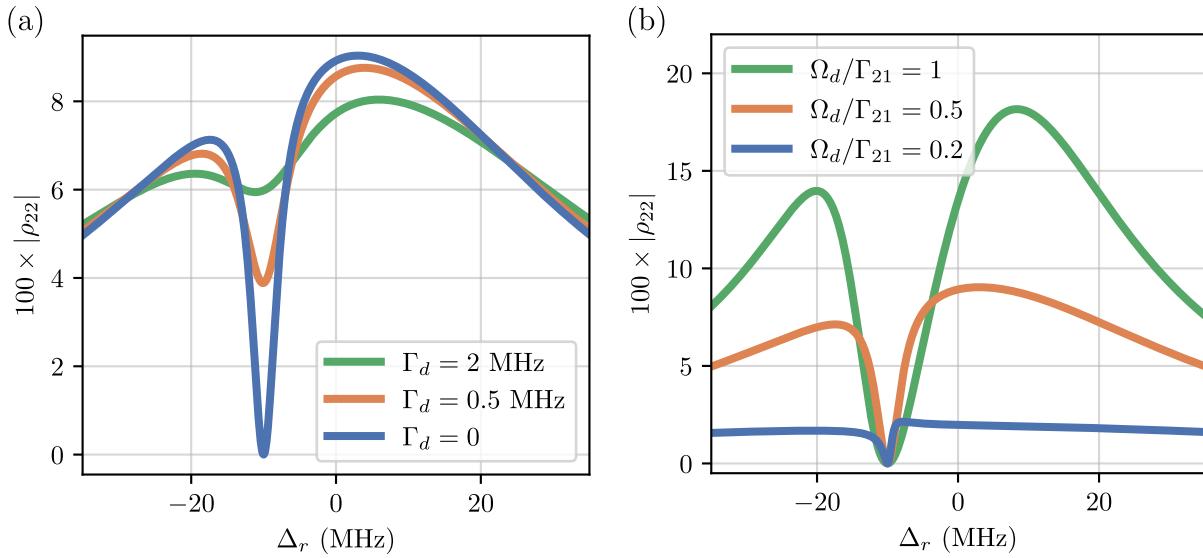


Figura 3.5: Espetros CPT para el esquema de 3 niveles barriendo Δ_r , en donde emerge una resonancia oscura cuando las desintonías coinciden. (a) Tres espectros con distintos valores de Γ_d , en donde se evidencia que el ancho de línea de los láseres introduce desfasaje y sube la profundidad de la resonancia oscura.. (b) Tres espectros con tres valores distintos de Ω_d , es decir, potencia del láser d , considerando $\Gamma_d = \Gamma_r = 0$. Los espectros crecen y la resonancia se hace más ancha, pero la fluorescencia siempre se anula en la resonancia oscura.

3.2.3. Sistema de ocho niveles

Consideramos ahora el sistema completo de ocho niveles $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2} \leftrightarrow 3^2D_{3/2}$, ilustrado en la figura 3.6. Dicho sistema está compuesto por dos estados S, nomenclados $|1\rangle$ y $|2\rangle$, conectados a dos estados P, $|3\rangle$ y $|4\rangle$, mediante un láser UV. Los cuatro estados D, nomenclados $|5\rangle$, $|6\rangle$, $|7\rangle$ y $|8\rangle$, son conectados a los estados P mediante un láser IR. Este tipo de sistemas se denominan multi- Λ , ya que están compuestos por diversos subsistemas de 3 niveles tipo Λ . Esto implica que muchos de los efectos vistos cuando desarrollamos el sistema de tres niveles estarán presentes. Para que los estados no estén degenerados es necesario aplicar un campo magnético \vec{B} para poder resolver todos los subestados. La aplicación de dicho campo también es necesaria para garantizar que el ion fluoresca, como desarrollamos en el capítulo 6. La energía de cada estado está desplazada una cantidad que depende del valor de m_j de cada estado de forma tal que $\Delta\varepsilon = m_j\mu_B g_j |\vec{B}|$. Allí, $\mu_B = \hbar \times 1.4$ MHz/G es el magnetón de Bohr y g_j es el factor de Landé de cada estado. Éste es 2 para los estados S, $2/3$ para los estados P y $4/5$ para los estados D.

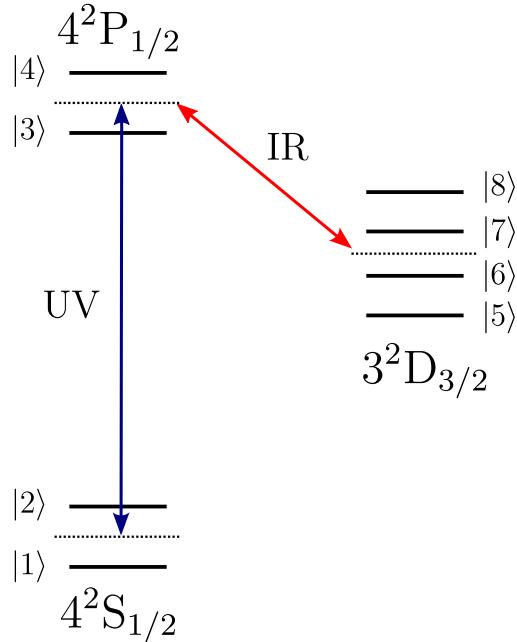


Figura 3.6: Esquema de niveles completo del ion de calcio. Dos niveles S son conectados con dos niveles P mediante un láser UV. Los cuatro niveles metaestables D son conectados a los P mediante un láser IR. Nomenclamos los estados con etiquetas del 1 al 8 como se indica.

La definición del hamiltoniano atómico es análoga al caso de tres niveles, y su desarrollo lo expandimos en el apéndice B. Para escribir el hamiltoniano de interacción, por otro lado, es necesario utilizar el teorema de Wigner-Eckart, de donde emergerán los coeficientes de Clebsch-Gordan que estarán vinculados a las tasas de cada transición permitida dipolarmente. Sobre esto también expandimos en el apéndice B. Los operadores de decoherencia respectivos, análogamente al caso de tres niveles, son de dos tipos. En primer lugar, los dados por la emisión espontánea de los estados P a los S, vinculados con los anchos de línea de las transiciones $\Gamma_{SP} = 2\pi \times 21.57$ MHz, y a los D, $\Gamma_{DP} = 2\pi \times 1.482$ MHz [114]. Además, consideramos los láseres con un ancho de línea finito Γ_{UV} y Γ_{IR} , los cuales se encuentran por debajo de 100 kHz al estar estabilizados en frecuencia. Con todo esto, es posible construir ecuaciones ópticas de Bloch como en el caso de tres niveles. Las mismas serán, en este caso, 64 ecuaciones, de las cuales sólo 35 serán linealmente independientes entre sí. Aquí, nuevamente, el método más eficiente para calcular el valor de la fluorescencia estacionaria del sistema es construir una matriz Liouvilliana L , cuya dimensión será de dimensión 64×64 , e invertirla. En los experimentos realizados en esta tesis detectamos la fluorescencia del ion al decaer desde los estados excitados a los estados S. Por eso, análogamente al caso de 3 niveles, la fluorescencia será proporcional a la población de los estados excitados de forma tal que

$$F \propto \Gamma_{SP} \times (\rho_{33} + \rho_{44}). \quad (3.33)$$

A la hora de ajustar una medición con este modelo, para convertir población atómica a fluorescencia medida consideraremos un factor de escala para modelar esta proporcionalidad, y un valor medio u *offset* que contemple un fondo de luz espuria.

En términos de los espectros atómicos, la principal diferencia que existe con el caso de tres

niveles es que, al haber múltiples subsistemas tipo A, podráemerger más de una resonancia oscura en el espectro. Es decir, aparecerá una resonancia oscura siempre que ambos láseres tengan la misma desintonía relativa a un estado excitado P respecto de cada estado S y D que conectan al mismo. Como las transiciones consideradas son dipolares, habrá tres tipos de transiciones posibles en función de la relación entre la polarización \hat{e} del láser y la dirección del campo magnético \vec{B} :

- $\Delta m_j = 0$: transiciones π , \hat{e} con polarización lineal en la dirección de \vec{B} ;
- $\Delta m_j = +1$: transiciones σ_+ , \hat{e} con polarización circular derecha respecto a \vec{B} ;
- $\Delta m_j = -1$: transiciones σ_- , \hat{e} con polarización circular izquierda respecto a \vec{B} .

Estos tres casos se pueden combinar de forma tal que el láser pueda excitar distintas transiciones simultáneamente. Por ejemplo, si el láser está polarizado linealmente pero ortogonal a \vec{B} , podrá excitar transiciones con $\Delta m_j = \pm 1$. Llamaremos a este caso polarización $\sigma_+ + \sigma_-$.

En la figura 3.7 mostramos espectros de resonancias oscuras para distintas configuraciones de polarización de los láseres. Por simplicidad, fijamos $\hat{e}_{UV} = \sigma_+ + \sigma_-$ para todos los casos. La polarización del láser IR será variada para evidenciar la distinta cantidad de resonancias oscuras que aparecen en cada caso. En la figura 3.7(a) seteamos la polarización del láser IR como $\hat{e}_{IR} = \sigma_+ + \sigma_-$, es decir, ortogonal a \vec{B} . Con esta elección, el espectro presenta cuatro resonancias oscuras. Dos de ellas corresponden a transiciones D-P tipo σ_+ , y la otras dos corresponden a transiciones σ_- . La distancia entre el valor de la frecuencia de cada resonancia oscura y el valor de Δ_{UV} es lineal con el campo magnético y depende de los factores de Landé de los estados. Un desarrollo detallado de esto lo realizamos en el apéndice B.

Si reducimos el ángulo θ_{IR} entre la polarización del láser IR y el campo magnético hacia algún valor entre 0° y 90° , como se ejemplifica en la figura 3.7(b) para $\theta_{IR} = 15^\circ$, emergen dos resonancias oscuras adicionales correspondientes a transiciones D-P tipo π . Éstas se adicionan a las cuatro anteriores conformando un total de seis resonancias oscuras que pueden aparecer en esta geometría de polarizaciones. Además, la profundidad de cada resonancia depende fuertemente de θ_{IR} , evidenciando que las mismas son altamente sensibles a la polarización de los láseres. Finalmente, en la figura 3.7(c) mostramos lo que sucede cuando la polarización del láser IR es paralela a \vec{B} , es decir, $\hat{e}_{IR} = \pi$. La fluorescencia en el estado estacionario del sistema es cero para todos los valores de desintonía del láser IR. Esto sucede ya que para esta configuración, la población atómica se atrapa en los estados D con $m_j = \pm 3/2$ por bombeo óptico, y como el láser IR no despebla dichos estados el ion deja de fluorescer. Por ende, las dos resonancias oscuras que deberían aparecer, graficadas en línea punteada, no aparecen. El mismo comportamiento es esperable si la polarización del IR es puramente σ_+ o σ_- , cambiando los estados que se pueblan y las dos resonancias oscuras que deberían aparecer. Esto implica que no es posible observar resonancias oscuras para todos los posibles valores de polarización del láser IR al hacer espectroscopía con dos láseres. Para hacer esto, se debería evitar el bombeo óptico hacia dichos estados.

Una posibilidad para evitar el bombeo óptico indeseado es agregar un segundo láser en la transición D-P con desintonía fija lejana a Δ_{UV} y polarización tal que despeble todos los subestados D, por ejemplo $\sigma_+ + \sigma_-$. Esto permitiría observar espectros de resonancias

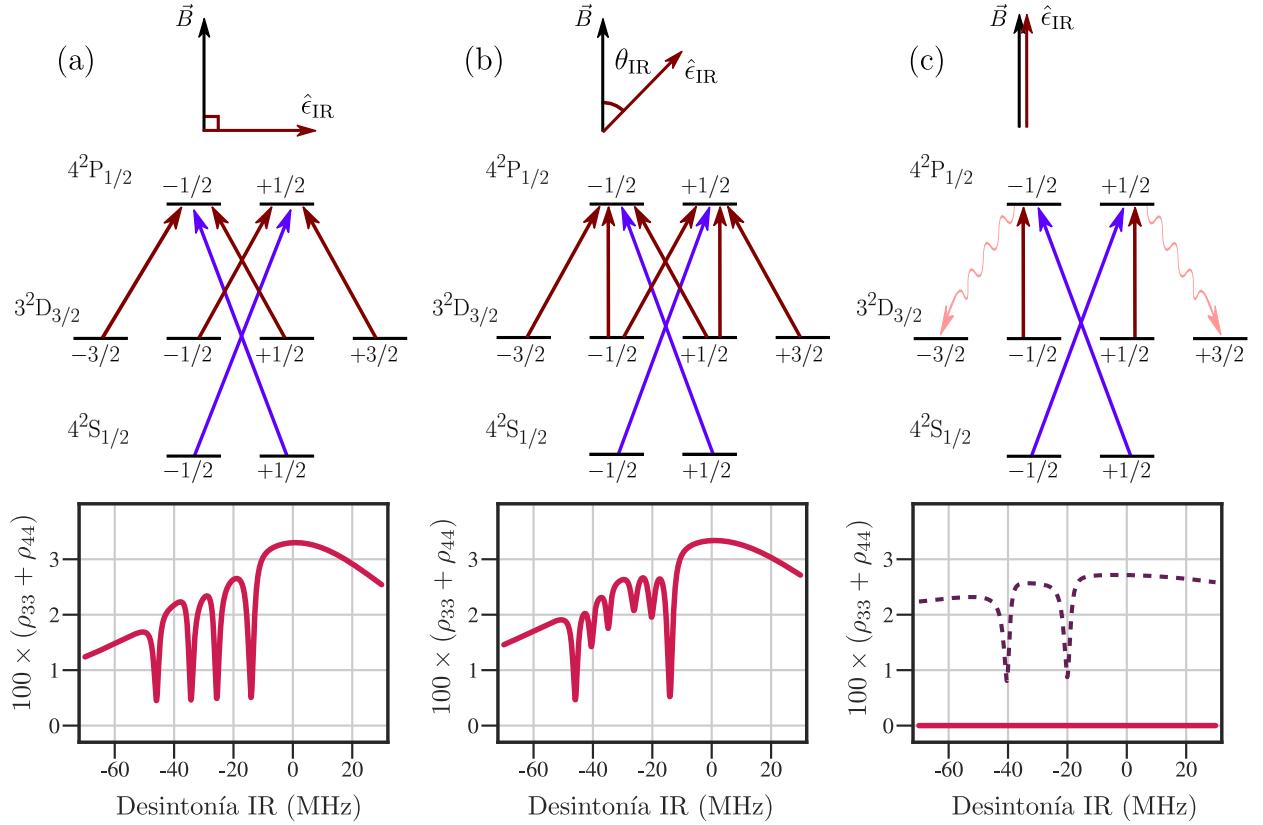


Figura 3.7: Esquema de niveles del calcio con las transiciones permitidas y su correspondiente espectro de resonancias oscuras para tres configuraciones distintas de polarizaciones del láser IR, todas lineales y describiendo un ángulo θ_{IR} con respecto a \vec{B} . En todos los casos, $\hat{e}_{UV} = \sigma_+ + \sigma_-$. (a) Con $\hat{e}_{IR} = \sigma_+ + \sigma_-$ emergen cuatro resonancias oscuras. (b) Cuando $0^\circ < \theta_{IR} < 90^\circ$, el espectro posee seis resonancias oscuras, y sus profundidades dependen de dicho ángulo. (c) Para $\hat{e}_{IR} = \pi$, es decir, $\theta_{IR} = 0^\circ$, el espectro debería mostrar dos resonancias oscuras, pero para esta polarización el sistema presenta bombeo óptico hacia estados D con $m_j = \pm 3/2$ y el ion deja de fluorescer, ocultando las dos resonancias oscuras (curva sólida). Al prender un segundo láser IR tenue sintonizado en la transición D-P con polarización $\hat{e}_{IR2} = \sigma_+ + \sigma_-$, las dos resonancias pueden ser observadas (curva punteada).

oscuras para una polarización del láser IR arbitraria. Sin embargo, agregar un láser adicional a la dinámica supone varias dificultades, principalmente si dicho láser excita transiciones en donde hay otro láser presente. Esto ocasiona batidos entre dichos láseres que agregan una modulación temporal a la dinámica. Procedemos ahora a mostrar la teoría necesaria para poder incluir este láser adicional, la cual incluirá un promediado de la dinámica temporal emergente dada por el batido entre ambos láseres.

Espectroscopía CPT con tres láseres

Estudiamos aquí la inclusión de un láser adicional en la transición D-P cerca de 866 nm, que denominaremos IR2, cuya frecuencia es independiente de la del láser IR original, renombrado IR1. Su agregado a la expresión del hamiltoniano de interacción deviene en un problema, vinculado a que ya no es posible construir una transformación unitaria U que rote el sistema hacia un sistema de referencia en el que el hamiltoniano se vuelva independiente del tiempo. Si elegimos la misma rotación que elegimos para el caso de dos láseres, se obtiene un hamiltoniano dependiente del tiempo de la forma

$$\mathcal{H} = H' + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} [H_+ e^{i\bar{\Delta}t} + H_- e^{-i\bar{\Delta}t}], \quad (3.34)$$

en donde $\bar{\Delta} = \Delta_{\text{IR2}} - \Delta_{\text{IR1}}$ es la diferencia entre las desintonías de ambos láseres, equivalente a la diferencia entre las frecuencias ópticas de los láseres, la cual está vinculada a la frecuencia del batido entre éstos. Por otro lado, H' es el hamiltoniano del problema con dos láseres, Ω_{IR2} es la frecuencia de Rabi del láser IR2, y H_{\pm} son dos matrices de dimensión 8×8 , que satisfacen la condición $H_+^\dagger = H_-$ y cuyas expresiones se pueden encontrar en el apéndice C. Para el caso $\Omega_{\text{IR2}} = 0$ se recuperan las ecuaciones para la dinámica con dos láseres. Sin embargo, si $\Omega_{\text{IR2}} \neq 0$, la dependencia explícita temporal del hamiltoniano complica el cálculo de una solución estacionaria.

Utilizando el mismo procedimiento que hicimos anteriormente, expresando ρ de forma vectorizada, es posible obtener una nueva ecuación maestra de la forma

$$\frac{d\vec{\rho}}{dt} = \left[L_0 + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} (L_+ e^{i\bar{\Delta}t} + L_- e^{-i\bar{\Delta}t}) \right] \vec{\rho} \equiv L(t) \vec{\rho}. \quad (3.35)$$

Allí, L_0 es la matriz Liouvilliana del problema con dos láseres, y L_{\pm} representa dos matrices de dimensión 64×64 que pueden ser calculadas con las expresiones de H_{\pm} como se explica en el apéndice C.

Como el Liouvilliano total $L(t)$ ahora depende explícitamente del tiempo, no es posible encontrar una solución estacionaria para $\vec{\rho}$ invirtiendo dicha matriz como antes. Sin embargo, podemos utilizar que esta dependencia tiene una periodicidad temporal con frecuencia $\bar{\Delta}$ para proponer una solución oscilante tipo Floquet de la forma

$$\vec{\rho}(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{\rho}_n e^{in\bar{\Delta}t}. \quad (3.36)$$

Introduciendo esta expresión en la ecuación maestra, se obtiene una relación recursiva para los coeficientes $\vec{\rho}_n$ de forma tal que

$$[L_0 - in\bar{\Delta}] \vec{\rho}_n + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_+ \vec{\rho}_{n-1} + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_- \vec{\rho}_{n+1} = 0. \quad (3.37)$$

Definiendo dos operadores de subida y bajada de forma recursiva como

$$S_{n-1}^+ = - \left(L_0 - in\bar{\Delta} + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_- S_n^+ \right)^{-1} \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_+, \quad (3.38)$$

$$S_{n+1}^- = - \left(L_0 - in\bar{\Delta} + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_+ S_n^- \right)^{-1} \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_-, \quad (3.39)$$

es posible escribir $\vec{\rho}_{n+1} = S_n^+ \vec{\rho}_n$ y $\vec{\rho}_{n-1} = S_n^- \vec{\rho}_n$. La demostración explícita de esto se encuentra también en el apéndice C.

De todos los términos $\vec{\rho}_n$, nos interesarán únicamente el valor medio $\vec{\rho}_0 = \bar{\Delta} \int_0^{1/\bar{\Delta}} \vec{\rho}(t) dt$. Esto se debe a que al principio de cada experimento la fase de estas oscilaciones depende de la fase inicial de los láseres. Y como no poseemos control absoluto de esta fase, cada experimento tendrá una fase inicial distinta, dando como resultado un promediado de las oscilaciones al realizar muchos experimentos sucesivamente.

Con las expresiones anteriores es posible obtener una ecuación para $\vec{\rho}_0$ tal que

$$\left(L_0 + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_- S_0^+ + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_+ S_0^- \right) \vec{\rho}_0 = 0. \quad (3.40)$$

Esto muestra que la inclusión de un láser adicional agrega una corrección que depende de las matrices L_\pm a través de las relaciones recursivas para S_0^\pm . Éstas últimas pueden ser halladas de manera iterativa truncando la expresión para la matriz densidad de la ecuación (3.36) de forma tal que la suma vaya entre $-N_{\max}$ y $+N_{\max}$. Esto implica que $\vec{\rho}_{N_{\max}+1} = \vec{\rho}_{-(N_{\max}+1)} = 0$, y que, por consiguiente, $S_{N_{\max}}^+ = S_{-N_{\max}}^- = 0$. Experimentalmente observamos que con la elección de $N_{\max} = 5$ se reprodujeron adecuadamente todos los espectros medidos en esta tesis, por lo cual esa fue la elección para las simulaciones y ajustes hechos, excepto donde se indique explícitamente.

Con este desarrollo, la ecuación (3.40) para $\vec{\rho}_0$ es independiente del tiempo y puede ser resuelta de la misma manera que para el caso de dos láseres. Como resultado, obtuvimos un método para computar una solución promediada temporalmente, es decir, la fluorescencia del sistema al promediar las oscilaciones emergentes por el batido entre los láseres IR. En la figura 3.8(a) vemos una comparación entre las soluciones exactas de las ecuaciones de Bloch del sistema de 8 niveles para dos y para tres láseres, junto a la solución promediada temporalmente obtenida con el formalismo desarrollado previamente. Cuando la polarización del láser IR1 es tal que existe bombeo óptico hacia alguno de los subestados D (en este caso, $\hat{\epsilon}_{\text{IR1}} = \pi$ y hay bombeo hacia estados con $m_j = \pm 3/2$), luego de un tiempo transitorio, la población de los estados excitados, proporcional a la fluorescencia medida, tiende a cero (línea naranja). Sin embargo, si prendemos un láser adicional en la transición D-P (línea roja) con una polarización tal que desaparece todos los subestados D, por ejemplo $\sigma_+ + \sigma_-$, el bombeo óptico es evitado y el valor medio de la fluorescencia es no nulo. Además, podemos ver que la población oscila en torno al valor obtenido mediante el método de solución promediada temporalmente (línea punteada violeta), en donde utilizamos $N_{\max} = 5$. Esto muestra que este método es apropiado para computar el valor estacionario de la fluorescencia del ion en una configuración de tres láseres. Por otro lado, el gráfico en línea punteada de la figura 3.7(c) fue calculado con este método. Allí podemos ver que las resonancias oscuras π son bien resueltas al agregar el láser adicional.

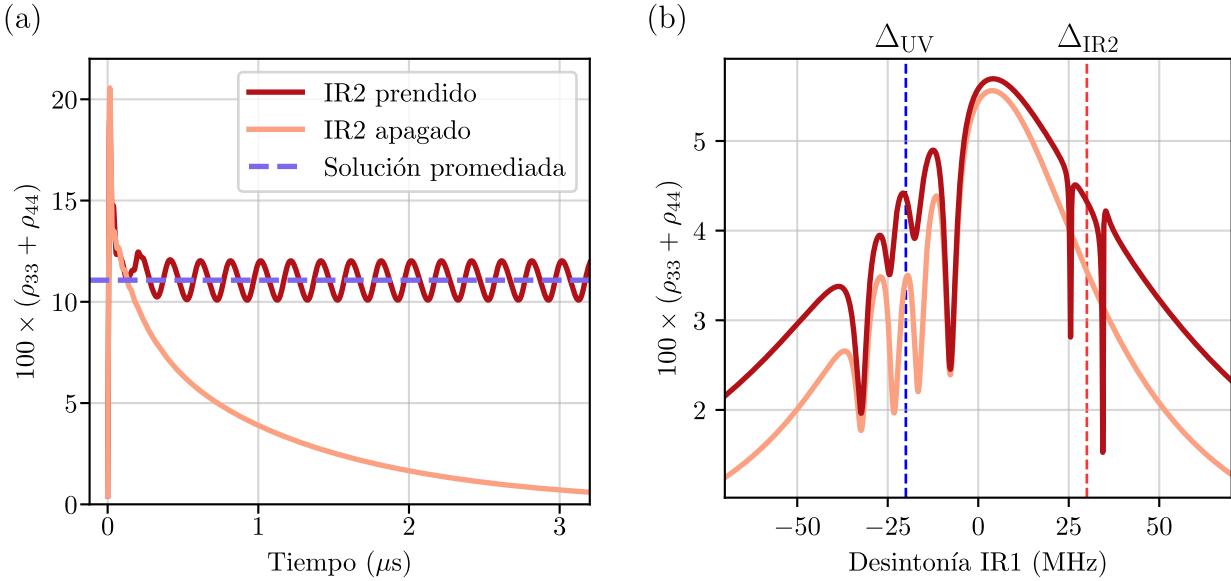


Figura 3.8: (a) Dinámica temporal de los estados excitados. Eligiendo $\hat{\epsilon}_{\text{IR1}} = \pi$, si el láser IR2 está apagado (curva naranja) la fluorescencia tiende a cero por bombeo óptico a subestados D con $m_j = \pm 3/2$. Con un láser adicional IR2 con polarización $\sigma_+ + \sigma_-$ la fluorescencia oscila en torno a un valor medio no nulo (curva roja). Su valor medio está bien descripto por la solución promediada obtenida por el modelo desarrollado en este capítulo (línea violeta). (b) Comportamiento en frecuencia. En naranja, un espectro barriendo la frecuencia del láser IR1, con polarización $\sigma_+ + \sigma_-$, en donde se ven cuatro resonancias oscuras. En rojo, el mismo espectro con un láser IR2 con polarización π encendido. Éste afecta a las resonancias existentes y además hace que aparezcan nuevas a la derecha dadas por la interacción entre los láseres IR.

Por otro lado, en la figura 3.8(b) comparamos un espectro de resonancias oscuras con un sólo láser IR (curva naranja) y con dos (curva roja). En ambos casos, la polarización del láser IR1, cuya frecuencia se barre, es $\sigma_+ + \sigma_-$, de forma tal que el espectro con un sólo láser IR tiene 4 resonancias oscuras centradas en el valor de Δ_{UV} elegido, señalado en línea punteada vertical azul. Al incluir el segundo láser IR, con polarización π y frecuencia de Rabi comparable al láser IR1, vemos varios efectos sobre el espectro. En primer lugar, el espectro dipolar tiene más fluorescencia, ya que agregamos un canal adicional de rebombeo en la dinámica, y un ancho mayor dado por la potencia de dicho láser. Además, el láser adicional tiene un efecto en las resonancias oscuras del espectro con un único IR. En particular, vemos que éste es mayor sobre las dos del medio. Esto sucede ya que genera un efecto de decoherencia sobre los estados oscuros involucrados en dichas resonancias. Esto está vinculado a la polarización del láser IR2 elegida, y lo analizamos en detalle en el capítulo 7. Por otro lado, a la derecha del espectro emergen nuevas resonancias oscuras, centradas en el valor de Δ_{IR2} , indicado en línea punteada vertical roja. Éstas se dan por la generación de estados oscuros entre subniveles D debido a la presencia de los dos láseres IR. En el apéndice B expandimos sobre el número de resonancias que aparecen según las polarizaciones de los láseres. Un aspecto interesante de éstas es que su ancho es mucho más fino que el de las anteriores. Esto está vinculado al hecho de que las longitudes de onda de los láseres involucrados es igual. Sobre esto, también

expandimos en el capítulo 7.

Espectroscopía CPT considerando micromoción

El comportamiento oscilatorio del potencial de atrapado RF, como ya vimos en el capítulo anterior, lleva a la presencia de micromoción en los iones, el cual implica un movimiento forzado a la frecuencia de atrapado Ω_{RF} . Este movimiento típicamente tiene amplitud muy baja. Sin embargo, para trampas con geometría 3D, como es el caso de la trampa utilizada en esta tesis, el mínimo de micromoción es un punto en el espacio, por lo cual su compensación suele ser más difícil de realizar que en otro tipo de geometrías, y suele quedar un remanente de micromoción en exceso. Más aún, en trampas con esta geometría la micromoción está siempre presente en cristales de más de un ion ya que ésta se puede compensar, en el mejor de los casos, para un sólo ion. Por estas razones, analizamos aquí cómo incluir los efectos de la modulación de los espectros dada por micromoción. Para este desarrollo consideraremos únicamente un sólo láser IR.

Para incluir un movimiento periódico del ion en la dinámica, consideramos el efecto Doppler relativo entre el movimiento del ion y la frecuencia del láser de forma tal que la desintonía del láser que el ion ve en su marco de referencia, Δ'_i , está relacionada a la desintonía que vería si estuviera en reposo, Δ_i de manera tal que

$$\Delta'_i = \Delta_i - \vec{k}_i \cdot \vec{v}_0 \cos(\Omega_{\text{RF}}t), \quad (3.41)$$

en donde $i = \{\text{IR}, \text{UV}\}$, \vec{k}_i es el vector de onda del láser correspondiente, Ω_{RF} es la frecuencia de atrapado y $\vec{v}_0 \cos(\Omega_{\text{RF}}t)$ es la velocidad instantánea del átomo considerando sólo la contribución de micromoción. El movimiento secular, es decir el movimiento térmico, será tenido en cuenta como un desfasaje y lo introduciremos más adelante.

Al tener vectores de onda distintos, cada haz será modulado con intensidades distintas. Definimos un parámetro adimensional β_i que caracteriza la modulación para cada haz, de forma tal que

$$\beta_i \Omega_{\text{RF}} = \vec{k}_i \cdot \vec{v}_0. \quad (3.42)$$

El mismo cuantifica la modulación por micromoción, y se lo denomina factor de modulación. Sin embargo, podemos notar que como el mismo depende del valor de \vec{k}_i de cada láser, vale que $866 \text{ nm} \times \beta_{\text{IR}} = 397 \text{ nm} \times \beta_{\text{UV}}$. Por ende, el problema se puede reducir a considerar un único valor de β para simplificar el problema. Elegimos $\beta \equiv \beta_{\text{UV}}$ y utilizamos éste como parámetro libre para cuantificar la micromoción.

Considerando que las desintonías se encuentran en la parte diagonal del hamiltoniano, repitiendo las deducciones hechas anteriormente con la consideración de la ecuación (3.41), es posible escribir una ecuación maestra con un Liouvilliano dependiente del tiempo, análogo al caso de tres láseres, pero con la forma

$$L(t) = L_0 + \beta \Omega_{\text{RF}} \Delta L \cos(\Omega_{\text{RF}}t), \quad (3.43)$$

en donde L_0 es el Liouvilliano del sistema sin modulación, y ΔL es una matriz de dimensión $8^2 \times 8^2$ cuyos elementos son coeficientes constantes. Sobre esto hacemos un desarrollo explícito en el apéndice C.

Para el caso trivial en donde $\beta = 0$, es decir sin micromoción presente, el estado estacionario del sistema puede encontrarse invirtiendo L_0 con la condición de normalización sobre $\vec{\rho}$ análoga a como hicimos en el caso de CPT con dos láseres y sin modulación. Al considerar un valor de $\beta \neq 0$, las poblaciones atómicas oscilarán en torno a un valor medio con componentes de frecuencias múltiplos de Ω_{RF} . Para obtener el valor medio de las poblaciones atómicas en el tiempo proponemos una solución para tiempos mayores a tiempos transitorios análogamente a lo hecho para el caso de CPT con 3 láseres, pero con la frecuencia de modulación correspondiente de forma tal que

$$\vec{\rho}(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \vec{\rho}_m e^{im\Omega_{\text{RF}}t}. \quad (3.44)$$

Al introducir esto en la ecuación maestra, nuevamente obtenemos una relación recursiva para los valores de $\vec{\rho}_m$ de forma tal que

$$(L_0 - in\Omega_{\text{RF}})\vec{\rho}_n + \frac{\beta\Omega_{\text{RF}}}{2}\Delta L(\vec{\rho}_{n+1} + \vec{\rho}_{n-1}) = 0. \quad (3.45)$$

Este problema también es compatible con definir operadores de subida y bajada como

$$S_{n-1}^+ = - \left(L_0 - in\Omega_{\text{RF}} + \frac{\beta\Omega_{\text{RF}}}{2} \Delta L S_n^+ \right)^{-1} \frac{\beta\Omega_{\text{RF}}}{2} \Delta L, \quad (3.46)$$

$$S_{n+1}^- = - \left(L_0 - in\Omega_{\text{RF}} + \frac{\beta\Omega_{\text{RF}}}{2} \Delta L S_n^- \right)^{-1} \frac{\beta\Omega_{\text{RF}}}{2} \Delta L, \quad (3.47)$$

los cuales actúan de forma tal que $S_n^+ \vec{\rho}_n = \vec{\rho}_{n+1}$ y $S_n^- \vec{\rho}_n = \vec{\rho}_{n-1}$. En términos de esos operadores podemos evaluar la ecuación (3.45) para $n = 0$ y obtener

$$\left(L_0 + \frac{\beta\Omega_{\text{RF}}}{2} \Delta L (S_0^+ + S_0^-) \right) \vec{\rho}_0 = 0. \quad (3.48)$$

Finalmente, para calcular $S_0^{+/-}$ procedemos análogamente al caso de CPT con tres láseres truncando la sumatoria de la ecuación (3.44) para un dado valor de N_{max} . En este caso particular, esto implica incluir hasta N_{max} bandas laterales de modulación en el espectro. Para un valor mayor de β , será necesario considerar un N_{max} mayor. Dado que la micromoción implica una modulación de frecuencia en el espectro, ésto nos permite utilizar las funciones de Bessel para estimar cuántas bandas laterales es necesario incluir en el cálculo. Una señal modulada con un factor β dado tendrá términos a la componente de frecuencia $N\Omega_{\text{RF}}$ con una amplitud dada por la función de Bessel de orden N evaluada en el parámetro de modulación β , $J_N(\beta)$. Por lo tanto, podemos elegir un valor de N_{max} aproximando que $J_N(\beta)$ es despreciable para $N > N_{\text{max}}$. De cualquiera manera, observamos que elegir $N_{\text{max}} \sim \beta$ es suficiente para todas las consideraciones en esta tesis. Para todas las mediciones hechas, elegimos $N_{\text{max}} = 5$, ya que los espectros medidos nunca tuvieron valores de β mayores.

En la figura 3.9 graficamos espectros de resonancias oscuras con micromoción para 3 y para 8 niveles. Para estos gráficos fijamos $\Omega_{\text{RF}} = 2\pi \times 20$ MHz. Las curvas verdes representan el caso sin micromoción, es decir, $\beta = 0$, mientras que las curvas rojas grafican el caso $\beta = 2$.

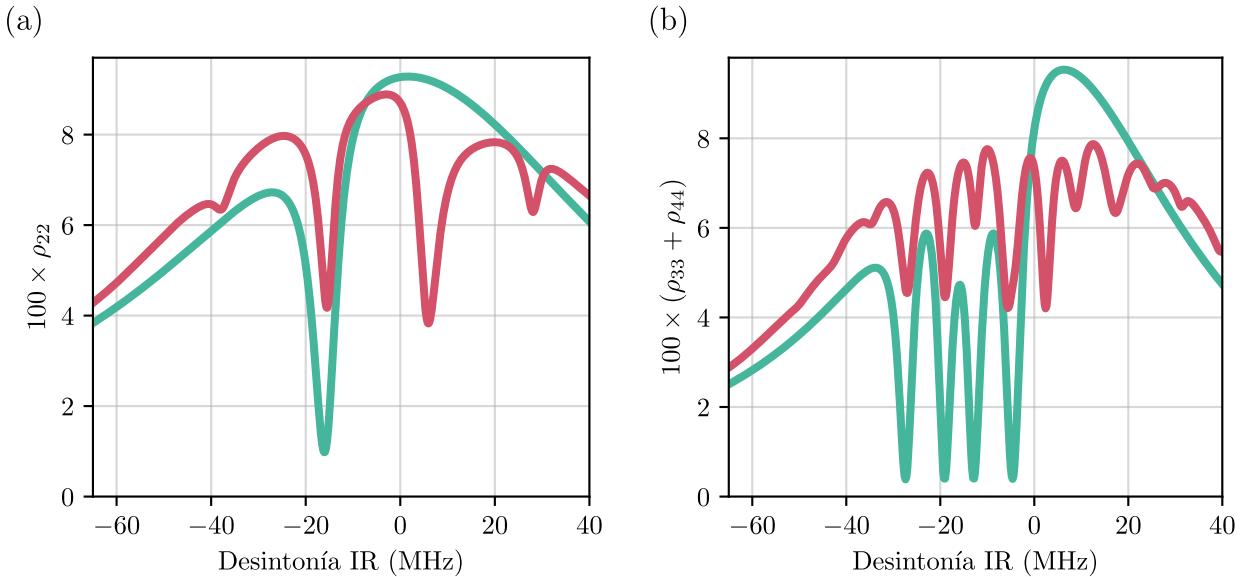


Figura 3.9: Espectros de resonancias oscuras con micromoción. En ambos casos, el espectro verde es sin modulación ($\beta = 0$) mientras que el rojo representa el caso $\beta = 2$. (a) Espectro para el caso de 3 niveles. En la curva verde se ve la única resonancia oscura del sistema. Para la curva roja se ve que el espectro de la transición dipolar se ensancha, mientras que se crean ecos de la resonancia oscura a su izquierda y su derecha. (b) Espectro para el caso de 8 niveles. Las polarizaciones se eligieron tal que emergen 4 resonancias oscuras en el caso sin modular. El comportamiento es idéntico al de 3 niveles, pero los ecos son de las 4 resonancias.

Allí podemos ver que la modulación genera, en primer lugar, un ensanchamiento del espectro de la transición dipolar, ya que la misma tiene un ancho del orden de la frecuencia de la modulación. Por otro lado, el efecto sobre las resonancias oscuras, que tienen anchos 10 veces más chicos que la frecuencia de modulación, es la aparición de ecos o bandas laterales de las mismas a izquierda y derecha, a valores que son múltiplos de Ω_{RF} . Para el caso de la figura 3.9(a), que representa el comportamiento de un sistema de 3 niveles, vemos que se crean ecos de la única resonancia oscura que aparece. Además, la profundidad de la resonancia original se reduce, mientras que la de los ecos crece. La misma está dada, en primer lugar, por el factor $J_n(\beta)$, en donde n es el orden de la banda lateral ($n = 0$ si se considera la resonancia original), y en segundo lugar por la fluorescencia del espectro de la transición dipolar en el valor de Δ_{IR} en el que se encuentra la banda lateral. Allí tomamos $\Delta_{\text{UV}} = 2\pi \times -18 \text{ MHz}$, por lo cual las bandas laterales a la izquierda de la resonancia original resultan ser menos profundas que las que están a su derecha. Por otro lado, en la figura 3.9(b) vemos el caso del sistema de 8 niveles, cuyas polarizaciones fueron elegidas tal que emergen 4 resonancias oscuras. El comportamiento es análogo al caso de 3 niveles, y en este caso emergen ecos de las 4 resonancias oscuras.

Capítulo 4

Sistema experimental y primeras caracterizaciones

En este capítulo realizamos una descripción general del sistema experimental utilizado en esta tesis, seguido de las primeras caracterizaciones realizadas. El experimento tiene como protagonista a una trampa de Paul anular de iones de calcio diseñada por el Dr. Martín Drechsler como parte principal de su tesis de doctorado [112]. Comenzamos dando un pantallazo general del funcionamiento de la trampa. Luego, detallamos el sistema de láseres junto a su modulación en frecuencia para realizar experimentos pulsados de espectroscopía atómica. Posteriormente, caracterizamos el sistema de control y sincronización del experimento junto a una descripción de los tipos de experimentos que se pueden realizar con este esquema. Finalmente presentamos las primeras caracterizaciones realizadas con este esquema experimental.

4.1. Sistema óptico

El sistema óptico utilizado para los experimentos de esta tesis involucra dos partes: en primer lugar, los láseres utilizados tanto para ionizar los átomos como para excitar las transiciones correspondientes, y por otro lado el sistema de detección de la fluorescencia emitida por los iones. A continuación detallamos ambas por separado.

4.1.1. Fotoionización isotópicamente selectiva

El proceso mediante el cual ionizamos el isótopo de calcio deseado en la trampa para su atrapado es conocido como fotoionización atómica de dos pasos, y está esquematizado en la figura 4.1(a) [122]. El primer paso consiste en excitar resonantemente la transición $^1S_0-^1P_1$ del calcio neutro mediante un láser de longitud de onda cercana a 423 nm. Dicha excitación es selectiva en isótopos ya que la diferencia entre las frecuencias de dicha transición de los distintos isótopos es al menos 10 veces mayor al ancho de línea de la misma. Por ello, sintonizando el láser de 423 nm se puede seleccionar con alta precisión el isótopo a ionizar. El segundo paso de la ionización se debe realizar con una fuente de luz con longitud de onda inferior a 390 nm. Dicho paso se lleva a cabo mediante una fuente incoherente de luz.

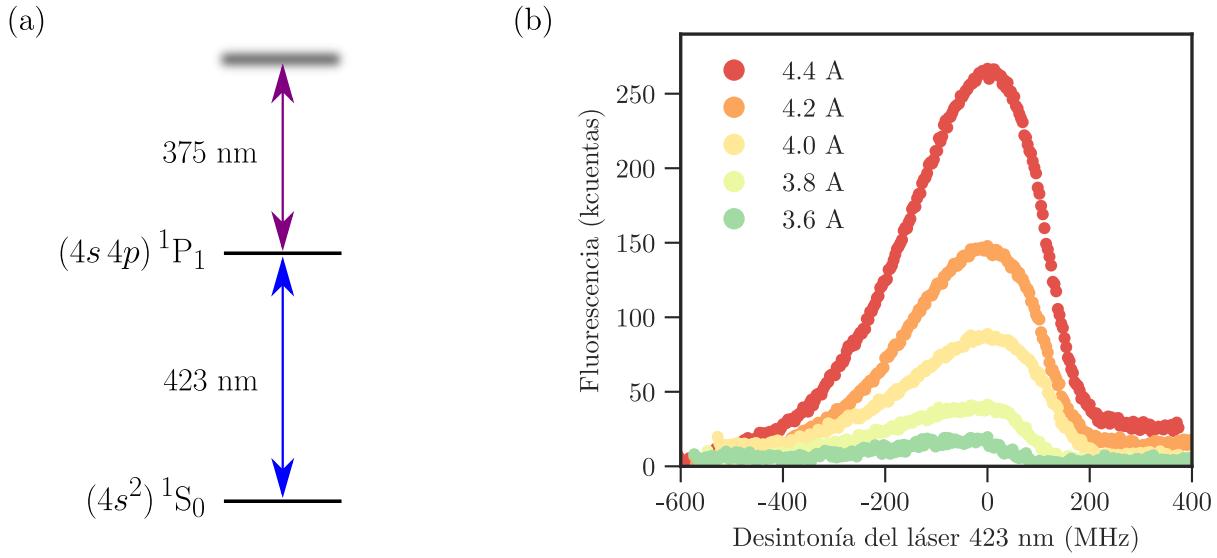


Figura 4.1: (a) Esquema de niveles del calcio neutro junto a los láseres involucrados en la fotoionización selectiva por isótopos. (b) Fluorescencia de calcio neutro barriendo la frecuencia del láser de 423 nm en torno a la resonancia de la transición para distintos valores de corriente del horno de átomos neutros.

Láser 423 nm: primer paso de la fotoionización

El láser de 423 nm fue construido en el laboratorio como parte de la tesis de licenciatura de Matías Sveczilberg en 2017. El mismo fue construido utilizando un láser de diodo marca Toptica modelo LD-0425-0120-1 alineado a una cavidad extendida formada por una red de difracción en configuración de Littrow [123]. La misma posee un piezoelectrónico que controla finamente su posición variando ligeramente el largo de la cavidad extendida, lo cual deviene en el control de la frecuencia de emisión. El control de su corriente como su estabilización en temperatura son llevados a cabo mediante un controlador comercial Thorlabs modelo ITC4001. Para sintonizarlo variamos manualmente la tensión del piezoelectrónico de su cavidad extendida usando como referencia un medidor de longitud de onda marca Coherent modelo Wavemaster.

LED ultravioleta: segundo paso de la fotoionización

El segundo paso de la fotoionización se hace utilizando un LED UV marca Thorlabs modelo M375D4. El mismo posee una frecuencia central de emisión de 375 nm, suficiente para el objetivo requerido. El mismo se acopla una fibra óptica, luego de la cual se enfoca en el centro de la trampa a través de un acceso óptico ubicado en la parte superior de la cámara de vacío. El LED no posee ninguna sintonización particular dado que posee gran parte de su espectro por debajo de la longitud de onda requerida. Luego de la carga de iones, el LED se obtura ya que por tener un espectro con contribuciones en frecuencia cercanas a las transiciones entre estados S y estados P ocasiona calentamiento. Además, como su espectro se halla en el UV, la luz dispersada del mismo ocasiona que se carguen los dieléctricos que separan los electrodos dentro de la trampa generando campos eléctricos espurios que

descompensan la posición de los iones.

Al construir un sistema experimental de este tipo, el primer paso es verificar el correcto funcionamiento de la fuente de átomos neutros. Para ello, vemos la fluorescencia que los átomos emiten al barrer la frecuencia del láser de 423 nm en torno a la resonancia, cuya detección se explaya más adelante. Prendemos el horno haciendo pasar por el mismo una corriente eléctrica de máximo 4.4 A de forma tal que del mismo emergen átomos neutros de calcio. Debido a la alineación del horno, una fracción de los átomos pasa por el centro de la trampa. Luego, incidimos con el láser de 423 nm que excita la transición. Su frecuencia es barrida variando el voltaje del piezoelectrónico que forma la cavidad extendida del láser, el cual es lineal con la frecuencia óptica del mismo. En paralelo, medimos la cantidad de cuentas detectadas en la cámara en una región de interés acotada ubicada en el centro de la trampa.

En la figura 4.1(b) podemos ver el espectro de dicha transición para cinco valores de corriente del horno de calcio distintas, desde 3.6 A hasta 4.4 A. Podemos apreciar un valor de fluorescencia máxima, en donde establecemos el valor de desintonía cero de la transición. El ancho de la campana depende de la corriente del horno. A mayor corriente, los átomos emergen con una temperatura mayor ocasionando que el ensanchamiento del espectro por temperatura sea mayor. Para estos valores, el ancho a media altura del espectro se encuentra entre 100 y 300 MHz. El valor de desintonía con el que se trabaja a la hora de ionizar va a tener un efecto en la tasa de carga de iones. A lo largo de toda la tesis, para ionizar siempre establecemos un valor de desintonía cercano a cero. Sin embargo, la frecuencia del láser deriva ya que no está estabilizada a una referencia externa, por lo cual puede correrse de ese valor. A pesar de ello, es suficiente con ajustarlo manualmente típicamente una vez por hora.

Esta verificación también es útil para hacer un primer alineado de todo el sistema óptico al maximizar la cantidad de luz de átomos neutros detectada. Una vez verificado el funcionamiento del horno, establecimos como corriente de trabajo 3.3 A para optimizar la vida útil del mismo, así como también para reducir la tasa de carga de átomos en la trampa. Esto es uno de los factores críticos a la hora de tener la capacidad de cargar iones individualmente.

4.1.2. Fluorescencia de iones de calcio

Para medir fluorescencia de iones de calcio atrapados, utilizaremos dos láseres. Un láser UV, que excita la transición $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ (S-P, para simplificar la notación), y un láser IR que hace lo propio con la transición $3^2D_{3/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$ (D-P, por las mismas razones). Estas dos transiciones actuando simultáneamente hacen que el ion disperse luz continuamente y describa un ciclo cerrado de fluorescencia como fue explicado anteriormente.

Láser 397 nm: enfriamiento y detección

La transición S-P es llevada a cabo mediante un láser de 397 nm comercial marca TOP-TICA DL pro HP 397. El mismo posee un rack de control DLC pro el cual incluye su estabilizador de temperatura y el control tanto de su corriente como del piezoelectrónico de su cavidad extendida.

Láser 866 nm: rebomboeo

La transición D-P se llevó a cabo a lo largo del trabajo de dos maneras distintas. Primero, y principalmente, mediante un láser de cavidad extendida hecho en el laboratorio con un diodo láser comercial marca Eagleyard Photonics modelo EYP-RWE-06010-1500-SOT02-0000 dentro de una estructura de cavidad extendida idéntica a la del láser de 423 nm. Tanto el controlador de corriente como el de temperatura fueron construidos en el laboratorio utilizando componentes electrónicos comerciales.

Por otro lado, para algunas aplicaciones particulares utilizamos también un láser titanio-zafiro (comúnmente llamado TISA, por las siglas de su nombre en inglés, *titanium-sapphire*) modelo SolsTiS marca M Squared sintonizado en 866 nm. No se realizó una estabilización en frecuencia activa del mismo. Sin embargo, no fue necesaria ya que su ancho de línea natural es inferior a 100 kHz por lo que su estabilidad en frecuencia fue suficiente para las aplicaciones requeridas.

4.1.3. Estabilización en frecuencia de los láseres

Los láseres de 397 nm y 866 nm se estabilizaron en frecuencia a referencias externas mediante el método de Pound-Drever-Hall [124, 125] utilizando una placa FPGA marca Red Pitaya¹. Esta implementación está descripta en detalle en [126], y en [127]. Como referencias externas utilizamos cavidades Fabry-Perot construidas en el laboratorio, puestas en vacío para minimizar derivas. Cada cavidad está formada por un par de espejos de media pulgada pegados en un bloque de Zerodur, el cual es un material vitrocerámico de bajo coeficiente de expansión térmica. Uno de esos espejos es plano, mientras que el otro es cóncavo y posee un radio de curvatura de 25 cm. Los cuatro espejos poseen un recubrimiento marca Layertec con reflectividad del 99 % tanto para IR como para UV. Esto hace que la finesa de las cavidades sea del orden de 200. El espejo curvo de cada cavidad está montado en una estructura de dos cerámicos, uno interno y uno externo, cada uno con un piezoelectrónico anular. Estos piezoelectrónicos tienen un conexionado eléctrico que hace posible aplicarles voltaje desde el exterior de forma tal de variar el largo de las cavidades y, por ende, la frecuencia de los láseres estabilizados. Todo el bloque de cavidades se encuentra dentro de un cilindro de vidrio con una conexión al exterior por la cual se hace vacío al orden de 1 mbar una vez a la semana con una bomba de vacío de aceite de forma tal de desacoplar lo más posible las cavidades a perturbaciones externas. Además, el cilindro posee conexiones eléctricas de forma tal que permite aplicar voltajes sobre los piezoelectrónicos externamente. La estabilización en frecuencia hace que el ancho de línea de los láseres se encuentre en el orden de 100 kHz. Más detalles sobre esto se encuentran en [112].

4.1.4. Geometría y sistema de detección

En la figura 4.2 ilustramos la geometría de la trampa con la dirección de propagación de los láseres IR y UV que hacen que el ion fluoresca. Para detectar la fluorescencia emitida por el ion, utilizamos dos detectores distintos simultáneamente. En primer lugar, una cámara sCMOS Andor Zyla 4.2 realiza detección con resolución espacial. Con ella se obtienen las

¹<https://www.redpitaya.com/>

imágenes de los cristales de iones, y se utiliza para monitoreo de fluorescencia. Sin embargo, la misma no alcanza tiempos de exposición lo suficientemente bajos como para realizar mediciones rápidas. Por ello, además, se utilizó un fotomultiplicador (nomenclado como PMT, por sus siglas en inglés) Hamamatsu H10682. El mismo no tiene resolución espacial. Sin embargo, es capaz de detectar fotones rápidamente. El ancho de los pulsos que emergen del PMT cuando es incidido por un fotón es de alrededor de 10 ns, por lo cual es posible detectar dos fotones que llegan al detector con una separación temporal de ese orden. Siendo que el estado excitado tiene un tiempo de vida medio de alrededor de 7 ns, y detectamos solo una pequeña porción de los fotones emitidos, el tiempo de respuesta del PMT es suficiente para las mediciones. Ambos detectores se ubican a 90° entre sí, y entre ellos hay un divisor de haz no polarizante, que transmite el 90 % de la luz, la cual va al PMT, y refleja el 10 %, la cual es capturada por la cámara.

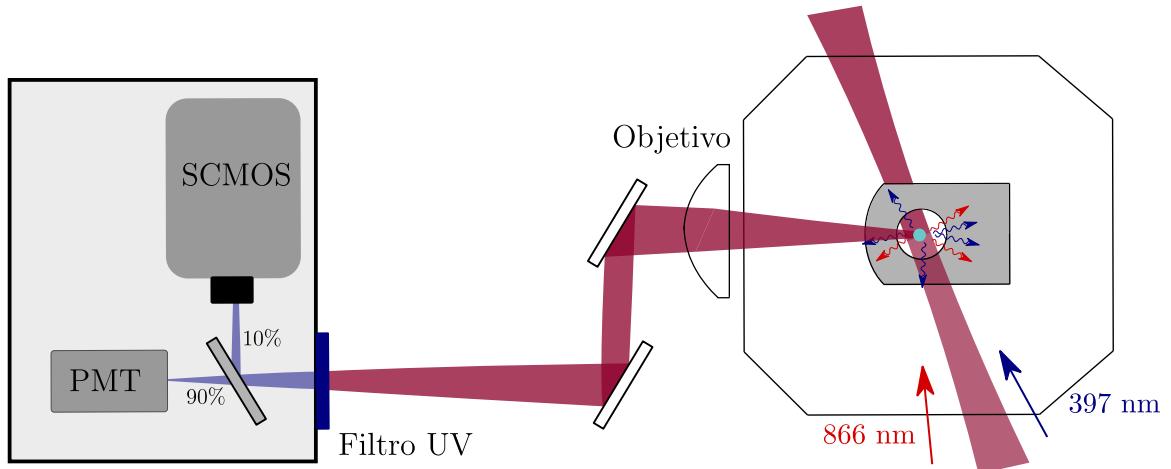


Figura 4.2: Geometría de entrada de los láseres en la trampa, con la óptica de detección utilizada. El mismo está compuesto de una lente objetivo, la cual, en conjunto con dos espejos de 2 pulgadas de diámetro, enfoca la luz de los iones en los detectores. Luego de pasar por un filtro UV, mediante un divisor de haz el 90 % de la luz es colectada por el fotomultiplicador (PMT) y el 10 % restante por la cámara sCMOS.

La luz de los iones es colectada y enfocada en los detectores por un objetivo marca Sill modelo 42070101-A+. El mismo está compuesto por un conjunto de lentes, con una apertura de 34 mm y una distancia focal efectiva de 68 mm para 397 nm. La luz se enfoca de forma tal que el sistema óptico posee una magnificación entre 8 y 20, dependiendo del experimento realizado. Para variar ésta, es necesario desplazar el objetivo longitudinalmente y, en paralelo, acercar o alejar los detectores. Para las imágenes de los cristales obtenidas, la magnificación utilizada es de 20. Sin embargo, para los experimentos de espectroscopía, la magnificación se redujo a valores entre 8 y 10 para aumentar la relación señal-ruido en los detectores. Para tener menor señal de fondo espuria, éstos se montan en un sistema de jaula Thorlabs a cuya entrada se ubica un filtro interferencial que deja pasar luz únicamente en 397 nm. De esta manera, sólo medimos decaimientos de estados P a estados S y nos deshacemos de gran parte de la luz de fondo. Sin embargo, debido a los factores de ramificado de los estados P, la tasa de emisión en esta transición es aproximadamente 14 veces mayor que la del decaimiento

P-D. Debido a esto, perder los fotones IR no representa un problema en términos de la eficiencia de detección. De cualquier manera, la fluorescencia de los iones que es colectada es sólo una fracción de la luz total emitida. Esto se debe a que la emisión espontánea, si no se utiliza un filtro de polarización, es isótropa en todas las direcciones, y sólo colectamos un pequeño ángulo sólido de la misma. Además, tanto la ventana de la cámara de vacío donde se encuentra la trampa, como el material con el que está hecho el objetivo, los espejos que reflejan la fluorescencia para llevarla a los detectores, el divisor de haz y los detectores mismos tienen eficiencias finitas no ideales. Todo esto deviene en que se detecta aproximadamente sólo 1 de cada 1000 fotones emitidos por el ion. Esta eficiencia será medida con más precisión en el capítulo 5. Sin embargo, esto tampoco representa un problema ya que cada experimento es repetido las suficientes veces para tener buena estadística.

4.1.5. Sistema de control lento

El control lento del experimento es llevado a cabo mediante una placa de adquisición DAQ USB-3105 Measurement Computing Corporation. Dicha placa posee salidas analógicas de voltaje, las cuales son amplificadas en diversas etapas. Dos de esas salidas pasan por un amplificador PDu150 Piezodrive cuya salida va entre -30 V y 150 V y controlan los piezoelectricos chicos de las dos cavidades Fabry-Perot. Por otro lado, utilizamos cuatro salidas para controlar los electrodos DC y de compensación de la trampa, las cuales también son amplificadas por un módulo construido en el laboratorio de electrónica de la universidad de Mainz que, mediante circuitos de amplificación activa, amplifican la señal al rango entre -30 V y 30 V. Una salida adicional, también amplificada por éste último módulo, alimenta el piezoelectrico del láser de 423 nm, con la cual se puede variar la frecuencia del láser en un rango de ± 3 GHz.

Como parte de su tesis [112], el Dr. Martín Drechsler desarrolló una interfaz programada en Python que adquiere imágenes de la cámara de forma continua mientras que puede variar todos los voltajes descriptos anteriormente. De esta manera, es posible atrapar la cantidad de iones deseada monitoreándolos mediante la cámara, optimizar las frecuencias de los láseres de forma de que estén cerca de las respectivas resonancias, y ejecutar algoritmos de compensación variando las tensiones de los electrodos apropiadamente.

4.2. Sistema de control y sincronización de experimentos pulsados: plataforma de control ARTIQ

Los experimentos rápidos de esta tesis fueron realizados mediante una plataforma comercial llamada ARTIQ (Advanced Real-Time Infrastructure for Quantum physics) [128, 129, 130]. La misma constituye un sistema diseñado específicamente para experimentos de física cuántica. Mediante una placa FPGA que controla y sincroniza diversos módulos, permite realizar experimentos pulsados en tiempos característicos del orden de algunas centenas de ns, es decir, en el orden de los tiempos característicos de la dinámica atómica.

El ARTIQ posee tres módulos:

- Módulo Kasli basado en una FPGA Xilinx Artix-7. Se encarga de la sincronización y

la ejecución del experimento estableciendo una línea temporal de eventos a futuro que son ejecutados.

- Módulo TTL. Posee 8 canales que pueden ser configurables como entradas o salidas. Configurados particularmente como entradas, son capaces de leer pulsos TTL (entre 0 y 5 V) y etiquetarlos en el tiempo con resolución de 1 ns. El PMT se conecta a una de estas entradas TTL para su lectura.
- Módulo Urukul basado en un sintetizador digital (DDS) modelo AD9910. El mismo posee 4 salidas de radiofrecuencia entre 1 y 1000 MHz, con resolución por debajo del Hz, cuya amplitud de salida máxima es de $2 V_{pp}$. Mediante el software se setea una amplitud A entre 0 y 1, en donde 1 representa el valor de amplitud máxima. Con estas salidas se efectúa el control de los moduladores acusto-ópticos, explicados en la siguiente sección.

El firmware del sistema que se utilizó en esta tesis es ARTIQ 5, y su programación se efectúa en un lenguaje basado en Python 3.

Los experimentos que se ejecutan en esta plataforma se programan definiendo una tabla de tiempo en donde se ejecutan acciones, secuencial o paralelamente, en un orden temporal definido. Al iniciar el experimento, empieza a correr el cursor temporal real, el cual va ejecutando las acciones programadas cuando el tiempo del reloj de la placa coincide con el tiempo preestablecido. Se debe tener cuidado de que los tiempos en donde se ejecuta cada orden estén sincronizados correctamente. Es necesario tener en cuenta el tiempo que tarda cada acción en ejecutarse de forma tal de evitar que queden eventos programados en tiempo pasado, es decir, evitar que el cursor temporal real se encuentre posterior al cursor temporal de la acción programada.

4.3. Alternado y prendido rápido de láseres usando moduladores acusto-ópticos

Para poder realizar experimentos rápidos es necesario contar con un mecanismo que permita prender, apagar y modificar los parámetros de los láseres en tiempos del orden de los fenómenos atómicos. Típicamente es deseable tener control preciso en el orden de las centenas de ns a los μ s. Para ello utilizamos moduladores acusto-ópticos (AOM). Los mismos son dispositivos electrónicos que poseen un cristal al cual se le aplica un voltaje oscilante a frecuencia Ω_{AOM} , típicamente en el rango de las decenas o centenas de MHz. Al hacer esto, dentro del cristal se genera una onda acústica viajera que al interferir con la onda electromagnética del láser incidente en el cristal, hace que ésta difracte al salir del mismo. De esta manera, se generan distintos órdenes de difracción n , en donde cada orden tiene una frecuencia óptica igual a $f = f_L + n \Omega_{AOM}$, con f_L la frecuencia del láser incidente. Además, mediante el mecanismo de coincidencia de fase, más conocido por su nombre en inglés *phase matching*, es posible optimizar uno de esos órdenes de forma tal que la eficiencia de difracción en dicho orden sea máxima. Típicamente los máximos valores de eficiencia que se pueden alcanzar rondan entre el 70 % y el 80 % con anchos de banda entre 20 y 40 MHz. Para todos los casos

se eligió optimizar el orden +1 de forma tal de que siempre a la frecuencia óptica del láser se le suma la frecuencia del AOM.

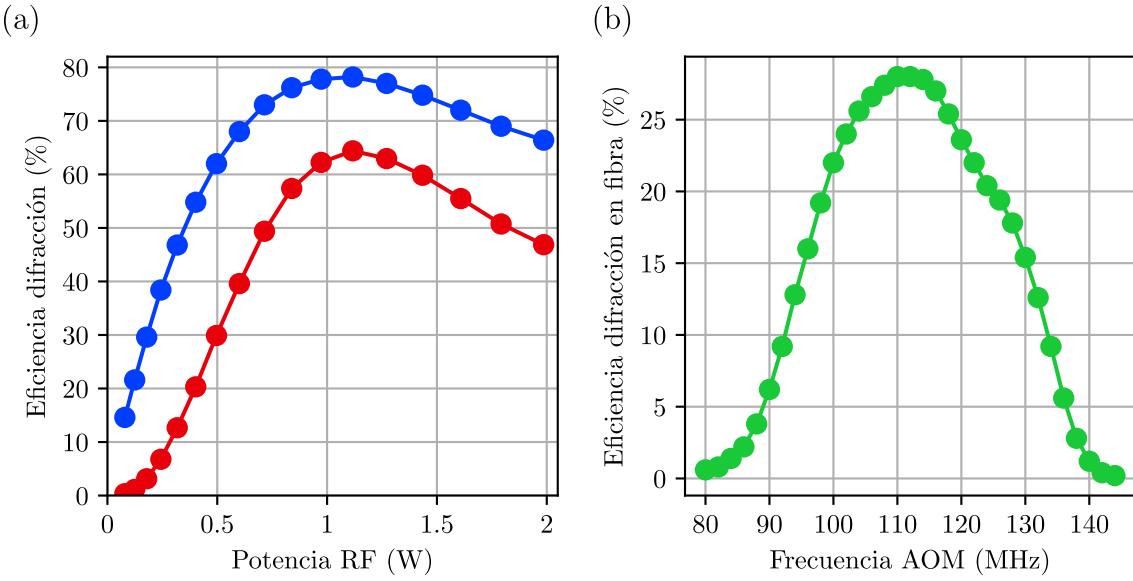


Figura 4.3: Comportamiento de la eficiencia de difracción del primer orden difractado del AOM del láser UV. (a) Eficiencia en función de la potencia eléctrica de la tensión RF aplicada sobre el AOM, donde se aprecia un umbral de saturación alrededor de 1.1 W luego del cual la eficiencia decrece. (b) Eficiencia luego del acople a fibra en función de la frecuencia del AOM para configuración de doble paso.

Para controlar los AOMs se utilizaron las salidas RF del módulo Urukul del ARTIQ. Para alcanzar el valor máximo de eficiencia es necesario que la potencia eléctrica de la señal aplicada sobre el AOM sea del orden de 1 W. Para este fin, las señales pasan por un amplificador RF de 2 W marca Minicircuits modelo ZHL-1-2W-S+, para luego ir al AOM. En la figura 4.3(a) graficamos, en la curva azul, la eficiencia de difracción del AOM utilizado para el láser UV en función de la potencia eléctrica de la señal RF para una configuración de simple paso, es decir, cuando el haz sólo pasa una vez por el modulador. Vemos que hay un comportamiento lineal para potencias bajas, y luego satura en un valor máximo de alrededor de 80 % para ~ 1.1 W. Luego vemos que la eficiencia decrece con la potencia. El régimen de trabajo utilizado se encuentra entre 0.5 y 1 W.

Variando la frecuencia de la tensión aplicada al AOM también es posible controlar finamente la frecuencia del láser que pasa a través de éste. Así, es posible hacer barridos en frecuencia para hacer experimentos de espectroscopía atómica. Sin embargo, la eficiencia de difracción depende fuertemente de la frecuencia de la señal aplicada al AOM. La eficiencia máxima se obtiene para una frecuencia central determinada, específica para cada modulador. En torno a dicha frecuencia, cada AOM tiene un ancho de banda, típicamente entre 20 y 40 MHz, en el cual la eficiencia es mayor al 50 % de su valor máximo. Además, el ángulo con el que emerge la onda electromagnética difractada también depende de la frecuencia con la que se alimenta al modulador, por lo cual el acople a fibras ópticas se ve perjudicado al variar dicha frecuencia. Estas dos cosas hacen que los barridos en frecuencia se deban hacer con cuidado si se quiere que la potencia sobre el ion se mantenga constante en todo el escala-

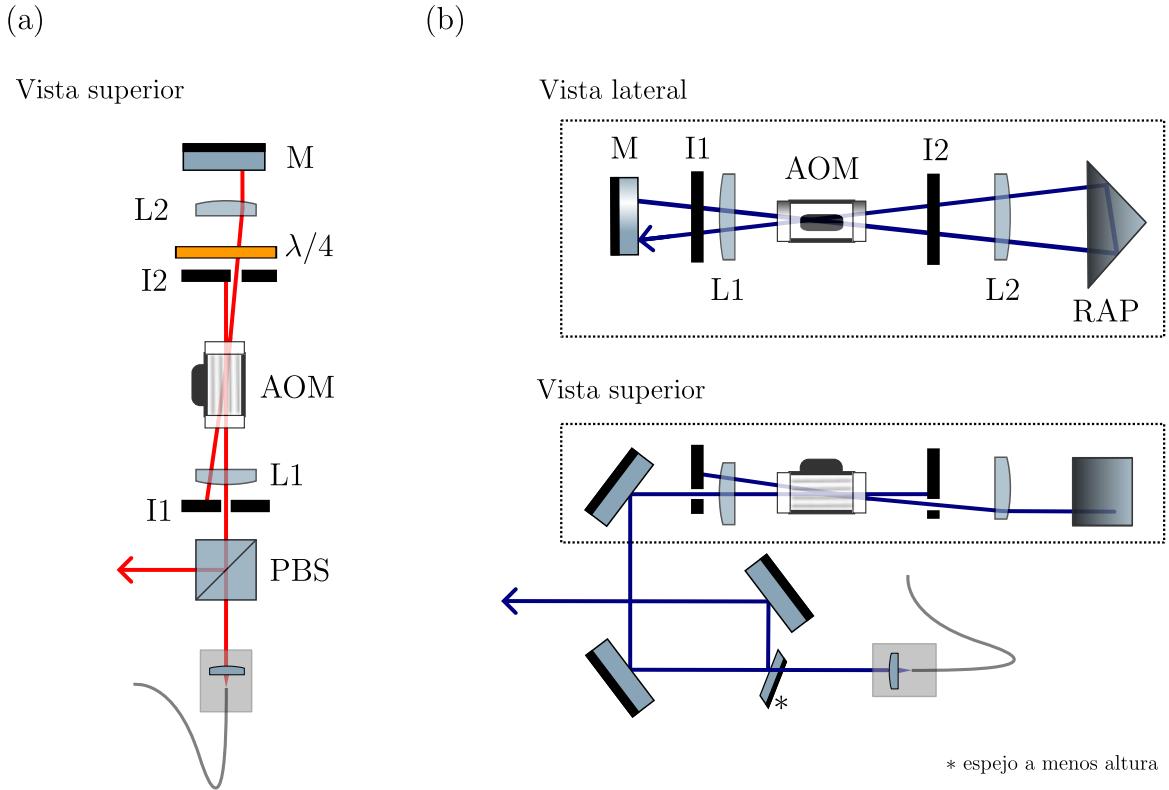


Figura 4.4: Moduladores acusto-ópticos en configuración de doble paso. (a) Esquema para el láser IR. El haz, linealmente polarizado en la dirección horizontal, pasa por un cubo divisor de haz por polarización (PBS), por un iris (I1), por una lente de $f = 50$ mm (L1) y se enfoca en el modulador acusto-óptico (AOM). Mediante otro iris (I2) filtramos el primer orden de difracción. Una lámina de cuarto de onda ($\lambda/4$) convierte a la polarización en circular y una lente de $f = 150$ mm (L2) lo colima. Un espejo (M) lo refleja y el haz vuelve por el mismo camino que vino. Al pasar de nuevo por la lámina de cuarto de onda, su polarización se convierte en vertical por lo cual, luego de difractarse nuevamente en el AOM, el PBS lo refleja y así se desacopla del haz incidente. (b) Esquema para el láser UV. La eficiencia del AOM aquí es sensible a la polarización, por lo cual no se puede desacoplar el haz difractado del incidente como el esquema anterior. Por ende, usamos un esquema en donde variaremos la altura del haz al incidir en el AOM, como se ve en la vista lateral. Usamos dos lentes L1 y L2 con los mismos valores de f anteriores y un prisma de ángulo recto (RAP) para que el haz reflejado pase por el centro del AOM difractándose nuevamente y con su altura decreciendo. El haz difractado es desacoplado del haz incidente con un espejo a distinta altura, como se indica en la vista superior.

neo. Para ello utilizaremos dos métodos: una configuración doble paso, y una calibración en amplitud del AOM.

4.3.1. Configuración de doble paso

En primer lugar, utilizaremos una configuración de doble paso, o *double-pass*, esquematizado en la figura 4.4. Ésta consiste en hacer que el haz pase dos veces por el mismo AOM de forma tal de reducir la dispersión angular del haz final, y de aumentar al doble el ancho de banda de operación del dispositivo. El costo a pagar es que la eficiencia final será menor a la máxima posible para la configuración de simple paso, ya que el haz difracta dos veces. Sin embargo, las eficiencias finales que se alcanzan pueden llegar a valores entre 50 % y 60 %, lo cual es más que suficiente para todos los propósitos de esta tesis dadas las potencias ópticas de los láseres involucrados. En la curva roja de la figura 4.3(a) vemos la eficiencia de difracción en función de la potencia eléctrica para esta configuración, en donde vemos que si bien la eficiencia es menor que en la configuración de simple paso, para potencias eléctricas mayores a 0.7 W la eficiencia es superior al 50 %. Utilizando esta configuración también vemos en la figura 4.3(b) la eficiencia en función de la frecuencia del AOM, medida luego del acople a fibra. Allí vemos que, para escaneos en un rango acotado entre 105 y 115 MHz, es decir un rango de escaneo de 10 MHz, la potencia es aproximadamente constante. Como la configuración es de doble paso, a la frecuencia óptica del láser se le suma dos veces la frecuencia del modulador. Esto implica que el barrido en la frecuencia óptica del láser se mantiene constante para un rango de barrido de 20 MHz.

Para que el haz pase dos veces por el mismo AOM, es necesario reflejar el haz difractado de forma tal de que vuelva por sobre su camino y pase nuevamente por el AOM. Sin embargo, se debe usar un esquema en donde se puedan separar el haz incidente y el haz final difractado, los cuales a pesar de propagarse en sentidos opuestos están en principio superpuestos. Hay dos maneras de hacerlo dependiendo de la longitud de onda del láser. En la figura 4.4 vemos los esquemas utilizados para armar configuraciones de doble paso para IR y para UV. La principal diferencia entre ambos esquemas radica en la estrategia para que el haz pase dos veces por el AOM y se pueda desacoplar del haz incidente. Esto se debe a que la eficiencia del AOM para IR es insensible a la polarización del haz, pero el AOM para UV tiene buena eficiencia únicamente al incidir con polarización vertical.

En el esquema para el láser IR, ilustrado en la figura 4.4(a), la polarización inicial del haz incidente es horizontal y se transmite colimado a través de un cubo divisor de haz por polarización (PBS). Atraviesa el centro de un iris (I1) y es enfocado en el centro del AOM mediante una lente de distancia focal $f_1 = 50$ mm (L1). El AOM difracta el haz, y con otro iris (I2) dejamos pasar únicamente el primer orden de difracción filtrando así el orden 0. Luego, una lámina de cuarto de onda ($\lambda/4$) convierte su polarización a circular, y el haz atraviesa una lente de $f_2 = 150$ mm ubicada a una distancia $f_1 + f_2$ de la lente L1 de forma tal que el haz salga colimado de ésta. Como la lente se encuentra a una distancia f_2 del AOM, esta configuración hace que el haz siempre se deflecte incidiendo ortogonalmente en el espejo (M) sin importar el ángulo con el que emerge del AOM. Este espejo, ubicado al final, refleja el haz, haciendo que pase nuevamente por las lentes y por la lámina de cuarto de onda, lo cual hace que su polarización sea vertical. Luego de volver a difractar en el AOM, el iris I1 deja pasar el haz nuevamente difractado, el cual, por su polarización, es reflejado por el PBS.

De esta manera, desacoplamos el haz difractado el cual va a un acople a la fibra que lo lleva al experimento.

Por otro lado, para el caso del esquema UV, ilustrado en la figura 4.4(b), no podemos repetir la estrategia anterior ya que la luz difractada debe estar polarizada verticalmente en ambos pasajes del haz. Por esta razón, la estrategia para desacoplar el haz difractado es hacer que incida en el AOM describiendo un ángulo vertical de forma tal que al propagarse cambie de altura, como apreciamos en la vista lateral de la figura. Un par de írides y un par de lentes son utilizados de manera análoga y con el mismo propósito que en el esquema IR. Pero al final, en lugar de un espejo colocamos un prisma de ángulo recto (RAP). Esto permite que el haz se eleve al reflejarse en la primera cara del prisma, y luego se refleje en la segunda cara de forma tal que se propague descendiendo en altura, incidiendo nuevamente en el centro del AOM y difractando por segunda vez. Esto hace que el haz difractado esté a una altura distinta que el haz incidente, particularmente a menor altura. Finalmente, para desacoplarlo colocamos un espejo a menos altura, el cual lo extrae del camino del haz incidente y permite enviarlo a un acople a fibra.

4.3.2. Calibración de los AOM

Para hacer experimentos de espectroscopía atómica en donde se barre la frecuencia de un láser y se mide la dependencia de la fluorescencia con ella, necesitamos que a lo largo del barrido la intensidad del láser se mantenga constante. Si bien la configuración de doble paso logra un determinado rango de frecuencias en el que la eficiencia de difracción es aproximadamente constante, el mismo es muy acotado. Si se quiere hacer un escaneo en un rango mayor es necesario realizar una calibración de la amplitud del AOM. De esta forma, los escaneos en frecuencia se hacen variando punto a punto la potencia eléctrica de la señal RF aplicada sobre el AOM de forma tal de que la eficiencia se mantenga constante durante todo el barrido. Al hacer la calibración, obtendremos un set de valores de potencias RF tal que, para cada valor de frecuencia del AOM, la potencia óptica luego de la fibra sea constante.

Dicha calibración se realiza utilizando un espejo rebatible ubicado justo antes de la trampa, y un fotodiodo (PD). Para realizar la calibración se elige un valor de voltaje del fotodiodo objetivo V_t y una tolerancia ϵ . Con ello, se elige un set de frecuencias de calibración $\{f_{C_i}\}$ del AOM a calibrar. Con ellas, para cada valor de frecuencia se busca el valor de potencia RF aplicada al AOM tal que la tensión medida por el fotodiodo se halle entre el intervalo de tolerancia $V_t - \epsilon$ y $V_t + \epsilon$. Típicamente elegimos un valor de $\epsilon = 1$ mV, y un V_t entre 0.5 y 1 V para tener una buena relación señal ruido y optimizar la calibración.

Para hacer esta calibración se implementó un algoritmo de búsqueda binaria que tiene como objetivo encontrar un set de amplitudes de calibración $\{A_{C_i}\}$, en donde A_{C_i} es la amplitud del Urukul que hace que el voltaje medido por el fotodiodo para la señal de frecuencia f_{C_i} esté dentro del intervalo de tolerancia definido anteriormente. El algoritmo comienza estableciendo un valor de amplitud inicial A_i y un valor final A_f . Luego, evalúa el voltaje del fotodiodo para estos dos valores. Si ninguno de los dos se encuentra en el intervalo de tolerancia, se setea una amplitud media $A_m = \frac{1}{2}(A_i + A_f)$ y se mide el voltaje del fotodiodo para esta nueva amplitud. Si el voltaje medido nuevamente no cae dentro del intervalo de tolerancia, se evalúan dos casos posibles: si es superior a V_t , se repite el algoritmo reemplazando A_i por A_m . Si el voltaje es inferior, se reemplaza A_f por A_m . Esto va acotando el rango de búsqueda

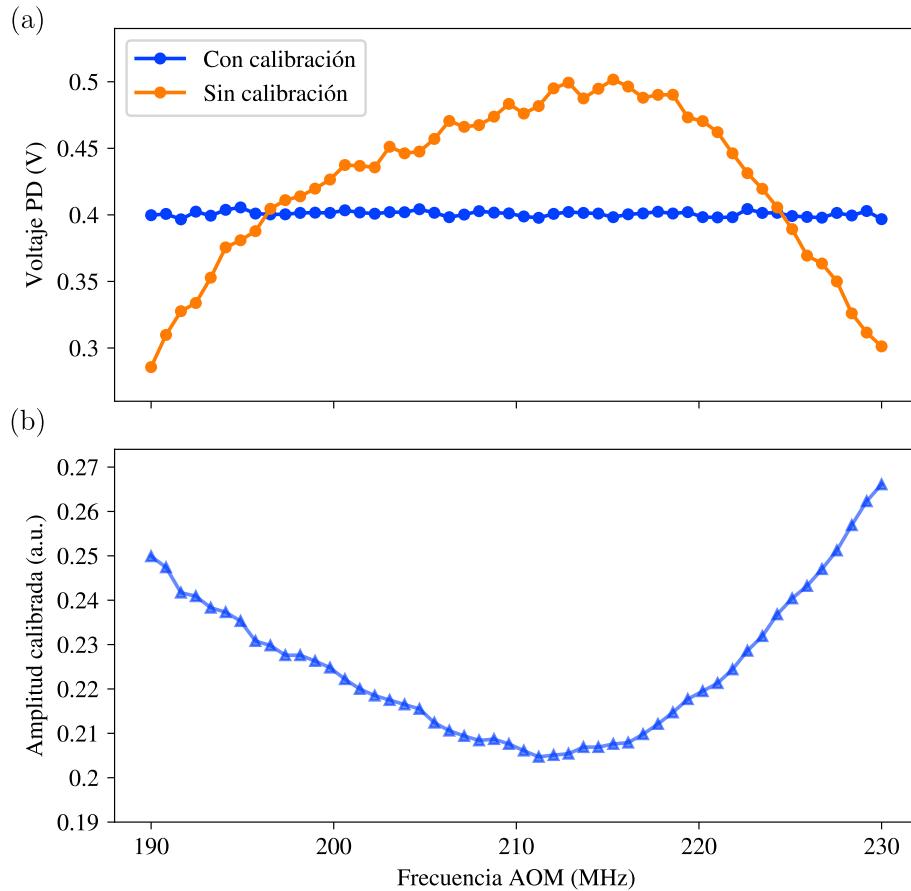


Figura 4.5: Calibración de la amplitud del AOM de forma tal que la potencia final es constante en todo el rango de frecuencias barrido. (a) En la curva naranja, se muestra la potencia óptica para amplitud RF constante, es decir sin calibración. En la curva azul, en cambio, vemos la potencia óptica en donde para cada valor de frecuencia se estableció el valor de amplitud correspondiente calibrado. (b) Valores de amplitud del Urukul para cada frecuencia de forma tal que la potencia medida por el fotodiodo (PD) sea constante.

y se hace hasta que se halla la amplitud que hace que el voltaje del fotodiodo medido caiga dentro del intervalo de tolerancia.

En la figura 4.5(a) se puede observar el comportamiento en frecuencia del voltaje medido por el fotodiodo, con y sin la calibración. Los puntos naranjas representan una medición realizada manteniendo la amplitud RF constante igual a $A \sim 0.23$ en todo el barrido. Podemos ver que tiene un máximo en alrededor de 213 MHz, decreciendo tanto para frecuencias menores como para frecuencias mayores. Sin embargo, luego de hacer una calibración, para cada valor de frecuencia se setea una amplitud distinta, representadas en la figura 4.5(b). Como se puede ver, ahora el voltaje medido en el fotodiodo es constante para los valores de frecuencia en el rango calibrado.

Esta calibración da lugar a que la potencia óptica final del láser barrido sobre el ion sea constante con la frecuencia del AOM, pero fijada por el valor de V_t que seteamos en la calibración. Si queremos cambiar la potencia del láser al escanear, no podemos variar proporcionalmente las amplitudes de la figura 4.5(b) ya que el comportamiento de la potencia de salida con la amplitud es no lineal. Sin embargo, es posible hacer varias calibraciones para varios valores de V_t distintas y elegir experimento a experimento la potencia deseada. Otra posibilidad es variar la potencia global del haz incidente sobre el AOM variando el ángulo de una lámina de media onda seguida de un cubo divisor en polarización ubicados antes del AOM. De esta manera, es posible variar de manera controlada la intensidad de luz transmitida por este par de elementos.

4.4. Fluorescencia estacionaria y tiempos de alternancia de láseres

Realizamos aquí una caracterización básica del sistema de detección, donde medimos las cuentas de fondo con los láseres apagados y las comparamos con la luz espuria dada por el láser UV y con la fluorescencia de un único ion. En la figura 4.6(a) mostramos mediciones de los tres casos mencionados en donde logramos resolver la parte transitoria de cada una de ellas. En todos los casos, a $t = 0$ se encienden las salidas RF de los AOM de diferentes láseres y comenzamos la adquisición con el PMT por un tiempo de $1 \mu\text{s}$. Para cada medición registramos el tiempo de llegada de los fotones respecto al tiempo inicial del experimento. Repetimos la secuencia 50 M veces para reducir incertezas estadísticas y ganar contraste en la zona del efecto transitorio, y hacemos histogramas de tiempos de llegada. En violeta oscuro mostramos las cuentas de fondo adquiridas al dejar todos los láseres apagados durante la medición. La medición muestra un valor medio constante, de aproximadamente 800 cuentas cada $10 \mu\text{s}$, como es esperado. Esto se debe a cuentas de oscuridad del detector y, principalmente, luz espuria del sistema óptico. La curva azul representa la medición de luz UV espuria, en donde a $t = 0$ prendemos la señal RF del AOM. Podemos observar que inicialmente hay un tiempo muerto de aproximadamente $0.2 \mu\text{s}$ luego del cual hay un tiempo de subida de aproximadamente 70 ns. El tiempo muerto está compuesto principalmente de un retardo inicial de la fuente de RF (~ 50 ns), más retrasos debido a la propagación de la señal en cables coaxiales (del orden de 10 ns) y, finalmente, el tiempo de propagación que le toma a la onda acústica llegar al haz en el cristal (~ 140 ns). El tiempo de subida se debe principalmente al comportamiento de prendido de la fuente de RF (~ 50 ns) con una pequeña contribución

del tiempo que le toma a la onda acústica atravesar el haz láser (~ 20 ns). Ambos tiempos asociados al AOM dependen de la velocidad del sonido en el material, de la ubicación del haz en el cristal y del diámetro del haz. Finalmente, en color verde agua, mostramos una curva transitoria de un único ion fluorescente. Esto lo logramos, primero, prendiendo el láser IR con alta potencia ($\sim 100 \mu\text{W}$) por $5 \mu\text{s}$ para preparar el estado S. Luego, a $t = 0$, prendemos ambos láseres de forma tal que se crea un ciclo cerrado de fluorescencia. Podemos observar un tiempo transitorio de ~ 100 ns el cual es una combinación del tiempo de subida del AOM ya descripto y del tiempo transitorio que tardan las poblaciones atómicas en llegar a un estado estacionario. Luego de ello, la fluorescencia detectada, cuya contribución principal es la luz del ion, tiene un valor medio constante.

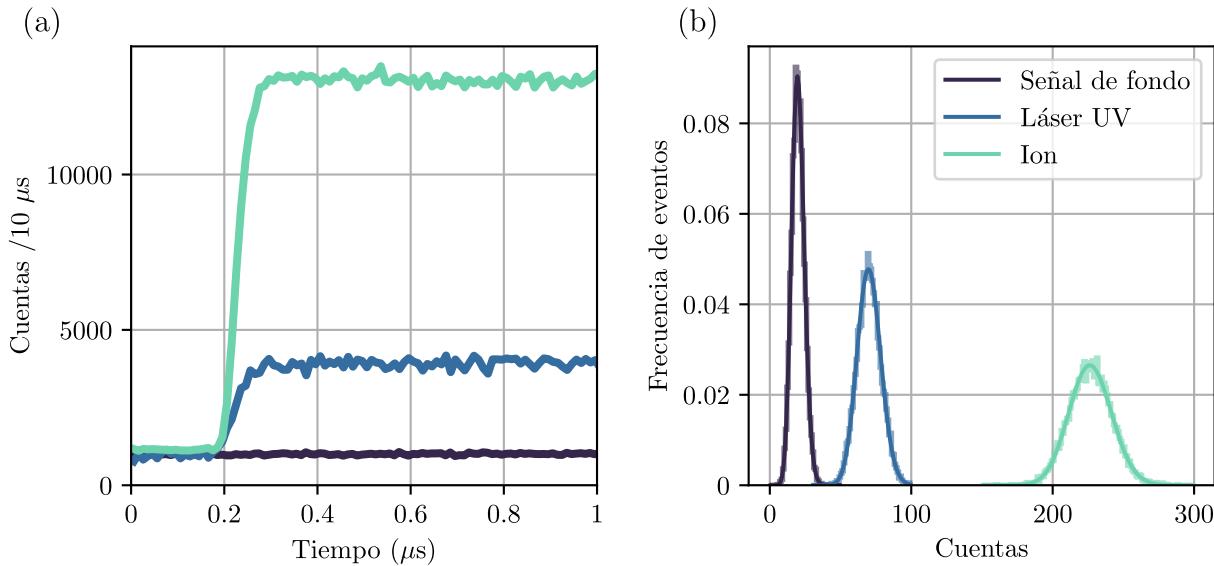


Figura 4.6: (a) Luz colectada en función del tiempo para tres condiciones distintas: 1 ion atrapado (curva color verde agua), luz espuria UV (azul claro) y luz de fondo (azul oscuro). Para los dos primeros casos, los láseres relevantes se encienden a $t = 0.2 \mu\text{s}$. Para ello, se realizaron 50 M mediciones de $1 \mu\text{s}$ de duración para ganar contraste en la zona transitoria. (b) Histograma de cuentas luego de los efectos transitorios junto a distribuciones Poissonianas. Para este gráfico se realizaron 3 M mediciones, cada una de $10 \mu\text{s}$ de duración.

Considerando sólo la dinámica estacionaria de las curvas, en la figura 4.6(b) mostramos histogramas de cuentas obtenidos realizando 3 M mediciones, cada una de $10 \mu\text{s}$ de duración, para las 3 condiciones de luz descriptas anteriormente. Usamos una ventana de bineado de 10 ns y graficamos las mediciones en conjunto con distribuciones de Poisson teóricas. Encontramos que el valor medio de las mediciones para cada caso, que coinciden con el valor de expectación de cada uno, son $\{19.54(1), 69.76(2), 226.24(1)\}$ cuentas por cada 10 ns para el fondo, luz espuria y fluorescencia de ion, respectivamente. Podemos concluir que las mediciones son bien replicadas por distribuciones de Poisson, lo cual está en acuerdo con la naturaleza de eventos no correlacionados para los tres casos.

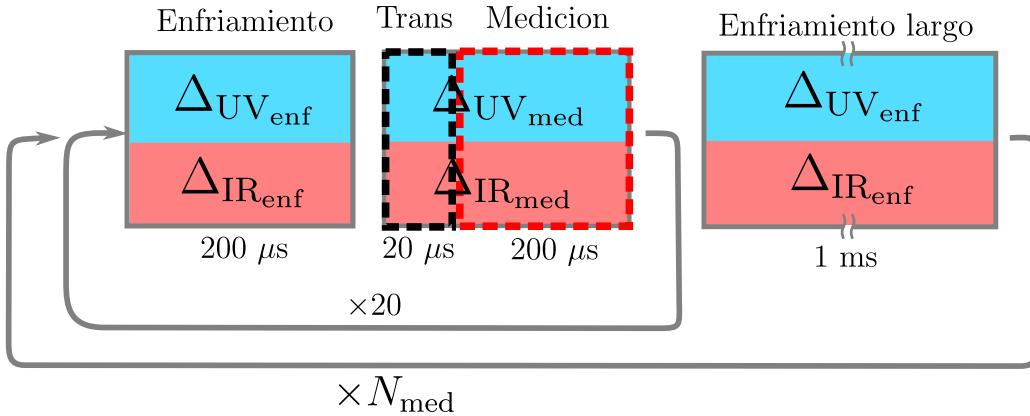


Figura 4.7: Esquema experimental de un experimento pulsado de espectroscopía. Primero, una etapa de enfriamiento que dura alrededor de $200 \mu\text{s}$. Luego, se establecen los parámetros de medición. Sin embargo, primero se deja pasar un período de aproximadamente $20 \mu\text{s}$ para que pasen los efectos de dinámica transitoria. Luego, se mide con el PMT por $200 \mu\text{s}$. Esto se repite 20 veces. Luego, se ejecuta un enfriamiento largo de 1 ms . Toda esta secuencia se repite una cantidad de veces N_{med} entre 5000 y 20000 para tener una buena relación señal ruido.

4.4.1. Esquema típico de un experimento de espectroscopía pulsado

La mayoría de los experimentos de espectroscopía realizados en esta tesis fueron hechos de forma pulsada. Esto implica prender y apagar los láseres en tiempos desde algunos μs hasta el orden del ms. El objetivo principal de esto es poder asegurarse de que cada medición se realice con el ion a la misma temperatura inicial, y que el mismo no se caliente durante la medición. Para ello, combinaremos el prendido y apagado rápido de los AOMs con la detección utilizando el PMT.

En la figura 4.7 mostramos un esquema de un experimento pulsado para medir un espectro atómico. En primer lugar, establecemos parámetros de enfriado de los láseres de forma tal que la desintonía del láser UV sea negativa para optimizar el enfriamiento, y la del IR positiva para que la tasa de fluorescencia, y por ende enfriamiento, sea máxima al evitar que el ion caiga a estados oscuros. Las amplitudes de ambos también son sintonizadas apropiadamente de forma tal que ambas transiciones tengan parámetros de saturación del orden de 1. Esto lo hacemos típicamente por un tiempo de $200 \mu\text{s}$. Luego, establecemos los parámetros de medición en los láseres y esperamos un tiempo, típicamente de entre 20 y $50 \mu\text{s}$ para dejar pasar efectos transitorios. Inmediatamente después detectamos cuentas con el PMT en una ventana temporal de entre 50 y $200 \mu\text{s}$ dependiendo del experimento. Los datos medidos tardan algunas decenas de μs en ser enviados desde el ARTIQ a la computadora. Para aprovechar ese tiempo muerto, luego de medir, volvemos a setear los parámetros de enfriamiento por $200 \mu\text{s}$ para que el ion no se caliente en ese intervalo temporal. Esta secuencia de medición la repetimos un número de veces N_{med} para poder tener buena estadística en las mediciones. Sin embargo, cada 20 secuencias ejecutamos un proceso de enfriamiento largo donde seteamos los parámetros de enfriamiento por 1 ms para asegurarnos de que el ion no se caliente excesivamente a lo largo de la medición. La secuencia general es repetida N_{med} veces para distintos valores de la frecuencia del láser cuyo espectro queremos medir. Para

la mayoría de los espectros presentados en esta tesis elegimos un valor de $N_{\text{med}} = 20000$ de forma tal de tener una buena relación señal ruido. Por otro lado, para espectros en donde cada secuencia de medición implica etapas de calentamiento previas, lo cual hace que cada secuencia de medición tarde más, elegimos $N_{\text{med}} = 5000$.

Capítulo 5

Efectos transitorios de la dinámica atómica

En este capítulo estudiamos la dinámica temporal transitoria de la interacción de luz con un único ion atrapado. Mediante el prendido y apagado rápido de los láseres involucrados preparamos uno de los estados de menor energía y estudiamos procesos de bombeo óptico entre distintos estados. Realizamos mediciones precisas de los tiempos característicos de esta dinámica y con ello, estimamos diversos parámetros atómicos, como el factor de ramificado del estado excitado y su tiempo de vida medio, así como también parámetros experimentales tales como la eficiencia de colección del sistema de detección y los parámetros de saturación de las transiciones. Los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en marzo de 2023 en un trabajo en la revista Journal of the Optical Society of America B [131].

5.1. Medición de factor de ramificación contando fotones emitidos

Comenzamos estudiando la dinámica transitoria de bombeo óptico entre distintos estados. Usando láseres con polarización $\sigma_+ + \sigma_-$, preparamos algún estado S, o algún estado D, y encendemos el láser que lleva la población atómica al otro estado. Consideraremos un modelo de tres niveles para modelar los resultados.

Para inicializar el ion en algún estado S o en algún estado D, aplicamos un pulso de $5 \mu\text{s}$ de duración con el láser IR de 866 nm (para preparar el S) o el láser UV de 397 nm (para preparar el D). Al láser que realiza esta tarea lo llamaremos láser de bombeo. De esta manera, la población atómica es bombeada al estado inicial del experimento. Luego de esto, procedemos a prender el otro láser (al que llamaremos láser de sondeo) y, al mismo tiempo, activamos la detección del PMT. Los iones absorben fotones y la población atómica es transferida hacia el otro estado. En ambas mediciones detectamos y etiquetamos tiempos de llegada de fotones UV respecto al inicio del experimento. Los datos son procesados en forma de histograma de tiempos de llegada relativos al prendido del láser de sondeo, con una ventana de bineado de 10 ns. Al primer proceso descripto lo llamamos “transición SP” y al segundo, “transición DP”, ya que esas son las transiciones que excita el láser de sondeo.

Para que los fotones obtenidos tengan únicamente la información de las transiciones ató-

micas debemos sustraer la señal de fondo. El mismo posee dos contribuciones principales: una proviene de cuentas de oscuridad y luz espuria del laboratorio; la otra, de luz espuria UV proveniente de dicho láser. Como se aprecia en la figura 4.6 del capítulo 4, la principal diferencia entre ambas es que la primera es constante a lo largo de todos los experimentos, mientras que la segunda posee un comportamiento dependiente del tiempo. Esto hace que para las mediciones de la transición SP necesitemos medir curvas transitorias del AOM sin el ion y utilizarlas para sustraérsela a las mediciones. Por otro lado, para las transiciones DP esto no es necesario, ya que nuestro sistema de detección filtra la luz IR. Por ello, el fondo será únicamente la primera contribución del fondo y será suficiente restarle a la señal un valor constante.

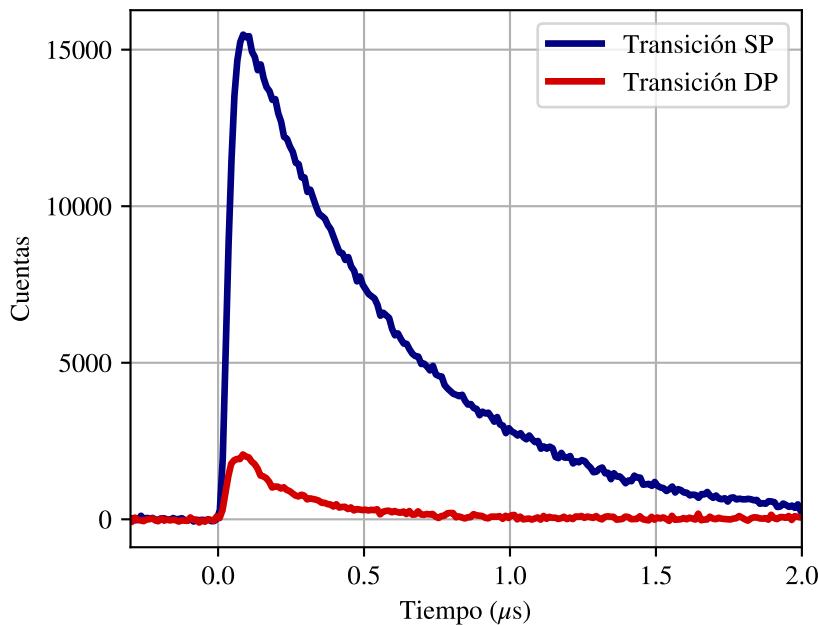


Figura 5.1: Gráfico de una transición SP (curva azul) y una DP (curva roja). Se realizaron 50 M mediciones y se grafica un histograma del tiempo de llegada de los fotones con respecto al tiempo de encendido del láser de sondeo con una ventana de bineado de 10 ns. Comparando el área de ambas curvas, podemos estimar el factor de ramificación del estado excitado $4^2P_{1/2}$.

En la figura 5.1 podemos ver una medición de la transición DP (curva roja) y una de la transición SP (curva azul), ambas con la señal de fondo correspondiente sustraída. El algoritmo de medición utilizado es el siguiente: primero prendemos un pulso de bombeo de 5 μs de duración del láser UV (para la transición DP) o del IR (para la transición SP); luego, apagamos el láser de bombeo y esperamos 2 μs para que pasen los efectos transitorios del apagado; finalmente, prendemos el láser de sondeo (IR para la curva DP y UV para la curva SP) y adquirimos con el PMT por 5 μs . Repetimos esto 50 M veces para reducir incertezas estadísticas. Además, cada 50 repeticiones realizamos un ciclo de enfriado largo prendiendo ambos láseres 1 ms para evitar que el ion se caliente demasiado. Cada una de estas mediciones tarda 1:20 horas. En este tiempo, la deriva en frecuencia de los láseres está por debajo de 1 MHz debido a su estabilización en frecuencia y las derivas en potencia se hallan por debajo

del 1%. Por esto, ambas serán ignoradas para este análisis.

Como podemos ver en la figura 5.1, las áreas de las curvas son visiblemente diferentes. Siguiendo con un procedimiento similar al trabajo de Ramm y colaboradores [115], podemos obtener el factor de ramificación p_s del estado excitado $4^2P_{1/2}$, el cual representa la probabilidad del ion de decaer al estado $4^2S_{1/2}$. Esto lo obtenemos comparando la cantidad total de cuentas detectadas en cada transición, llamadas N_{SP} y N_{DP} respectivamente. De esta manera, se puede calcular p_s como

$$p_s = \frac{N_{SP}}{N_{SP} + N_{DP}}. \quad (5.1)$$

Haciendo esto, obtenemos un valor de $p_s = 0.9357(14)$, el cual concuerda con mediciones previas de Ramm. Aquí consideramos únicamente la incerteza proveniente del ruido de disparo de las cuentas medidas, ya que debido a la duración del experimento, este efecto domina por sobre todas las demás fuentes de incerteza como derivas en frecuencia, potencia, tiempos muertos de electrónica, etc.

5.2. Estimación de la eficiencia de colección

Considerando únicamente las curvas DP podemos estimar la eficiencia de detección del sistema. Esta magnitud da cuenta de varios efectos que hacen que no se detecte el 100 % de los fotones emitidos por el ion, a saber: el ángulo sólido de colección de la lente objetivo, la eficiencia de transmisión de las ventanas de la cámara de vacío, el porcentaje de reflexión del divisor de haz que divide la luz que va al PMT y a la cámara (junto a una pequeña porción que es absorbida), y la eficiencia cuántica de detección del PMT. Es posible estimar todos esos parámetros de manera independiente, pero mediante las curvas DP podemos obtener directamente este valor. Esto se hace considerando que en cada experimento de la transición DP el ion se encuentra en el estado D y cuando el láser IR es prendido, el ion es excitado al estado P y de allí decae al S emitiendo un único fotón, para luego dejar de fluorescer. De esta manera, repitiendo el experimento N veces, el cociente entre los fotones detectados, con el fondo restado, y N representará la eficiencia de detección de todo el sistema en su conjunto. Realizando una medición de 50 M repeticiones obtenemos una eficiencia de colección de 0.140(1) %. Esto implica que detectamos aproximadamente 14 de cada 10000 fotones emitidos por el ion. A pesar de que parece poco, es suficiente para todos los experimentos realizados en esta tesis. Además, es comparable a otros esquemas experimentales [132]. Si se quisiera mejorar esta eficiencia de detección, una posible mejora sustancial podría ser aumentar la apertura numérica de la lente objetivo reemplazándola por una de mayor diámetro.

5.3. Dependencia con la potencia y la desintonía de los láseres

El número total de fotones colectados en cada una de las transiciones, o lo que es lo mismo, la integral de las curvas, es independiente tanto de la potencia como de la desintonía del láser, y depende solamente del factor de ramificación correspondiente a la transición de interés. A pesar de ello, si variamos la potencia del láser de sondeo, el tiempo característico del

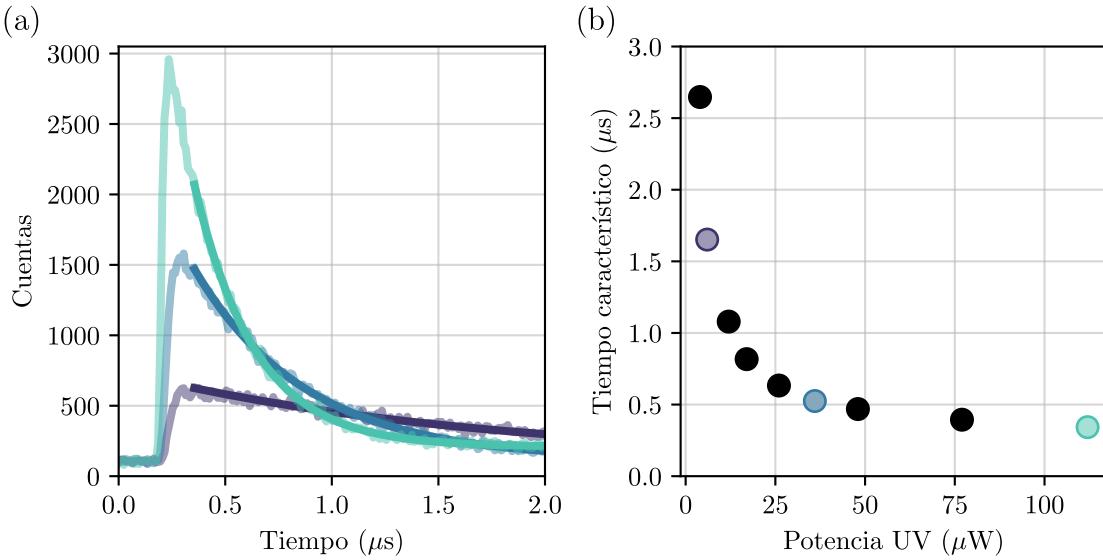


Figura 5.2: Gráfico de curvas transitorias SP para distintos valores de potencia del láser UV. (a) Tres curvas para tres potencias distintas, con ajustes exponenciales a partir de que la fluorescencia empieza a decaer. (b) Tiempos característicos de decaimiento de la fluorescencia, extraídos de los ajustes, en función de la potencia del láser UV. Las incertezas son menores al tamaño del marcador.

bombeo óptico hacia el otro estado cambia. Esto se ve reflejado particularmente en el tiempo característico de decaimiento temporal de la fluorescencia medida. Utilizando la transición SP estudiaremos el efecto de bombeo óptico desde el estado S hacia el estado D pasando por el estado excitado P. Esto lo hacemos variando la potencia del láser UV y midiendo distintas curvas SP para cada potencia. Para realizar un análisis de las mismas ajustamos la parte final de la curva con una función exponencial decreciente de la forma

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} + C, \quad (5.2)$$

en donde τ representa el tiempo característico del proceso de bombeo óptico, y N_0 y C son parámetros libres del ajuste. En la figura 5.2(a) mostramos tres curvas transitorias SP para tres potencias del láser UV diferentes, junto con ajustes exponenciales hechos en la parte en donde la fluorescencia decae. Como puede verse, el valor de τ se reduce para potencias mayores, mientras que la fluorescencia en su punto máximo aumenta. En la figura 5.2(b) vemos los tiempos característicos extraídos de los ajustes en función de la potencia del láser UV. Podemos observar que para valores grandes de potencia, τ tiende asintóticamente hacia un valor dado. El mismo está vinculado al ancho de línea del decaimiento hacia el estado D. Un análisis más detallado de esto lo haremos en la siguiente subsección.

Por otro lado, en la figura 5.3 graficamos τ vs la intensidad óptica del láser obtenida dividiendo la potencia del mismo por el área del haz, y la comparamos con simulaciones de las ecuaciones ópticas de Bloch para un sistema de tres niveles. Esto lo realizamos para dos conjuntos de mediciones realizados utilizando dos desintonías del láser UV diferentes, ~ -20 MHz y ~ -50 MHz, graficados en puntos azules con su incerteza. En líneas negras graficamos resultados de simulaciones, en donde resolvemos la dinámica temporal estableciendo como estado inicial el estado S, y prendiendo, a $t = 0$, el láser que lo conecta al

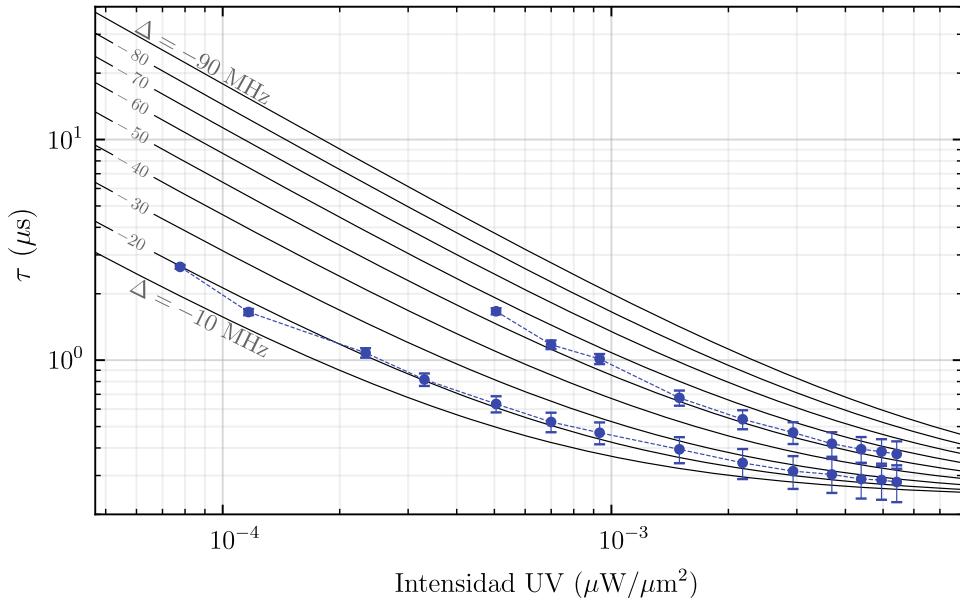


Figura 5.3: Tiempo característico de decaimiento en función de la potencia del láser UV. En puntos azules, las mediciones, realizadas para dos valores de desintonía distintos. En líneas negras mostramos simulaciones. Se puede ver que los dos conjuntos de mediciones siguen a las simulaciones para $\Delta/2\pi \sim -20$ MHz y -50 MHz.

estado P. Podemos apreciar que los dos conjuntos de mediciones están en buen acuerdo con las simulaciones, observando que cada conjunto de mediciones sigue a la línea de desintonía correspondiente.

5.3.1. Estimación del parámetro de saturación de la transición

Procedemos finalmente a mostrar cómo utilizar estas curvas para estimar el parámetro de saturación de la transición, vinculado a la intensidad del láser. Como p_s es un valor muy cercano a 1, es mucho más probable que el decaimiento desde el nivel excitado ocurra hacia el estado S que hacia el estado D, aproximadamente 14 veces más probable. Por ello, podemos aproximar la dinámica SP como una dinámica rápida de dos niveles que llega a un estado estacionario, luego de la cual ocurre un decaimiento lento hacia alguno de los estados D. Esto implica que luego de preparar el estado S y prender el láser UV, uno puede aproximar un valor estacionario para las poblaciones atómicas de los estados S y P utilizando resultados usuales de sistemas de dos niveles. Con esto, midiendo el tiempo característico de decaimiento hacia el estado D, se puede estimar el parámetro de saturación de la transición SP.

Para ello, consideramos la solución estacionaria de la población del estado excitado, representado por el correspondiente elemento de la matriz densidad ρ_{PP} , luego de que el láser UV se prenda. Aproximando la dinámica entre el estado S y el estado P por un sistema de dos niveles que llega a un estado estacionario, la población estacionaria del estado excitado para un sistema de dos niveles, para desintonía $\Delta = 0$, es

$$\rho_{PP} = \frac{s}{2(1+s)}, \quad (5.3)$$

en donde $s = \Omega_{\text{SP}}/\Gamma_{\text{SP}}$ es el parámetro de saturación de la transición SP. Es importante notar que, para $s \rightarrow \infty$, $\rho_{PP} \rightarrow 0.5$, lo cual evidencia que para sistemas de dos niveles no es posible obtener inversión de población.

Si ahora consideramos el decaimiento de dicho estado excitado hacia el estado D a través de emisión espontánea, el tiempo característico de decaimiento medido τ_m puede ser relacionado con ρ_{PP} como

$$\tau_m^{-1} = \rho_{PP}(s)\Gamma_{\text{DP}}. \quad (5.4)$$

De esta manera, midiendo τ_m para una dada potencia podemos obtener el parámetro de saturación s sin necesidad de estimar la frecuencia de Rabi. Por ejemplo, para la mayor intensidad con la que se midió en la figura 5.3 obtenemos $\rho_{PP} = 0.46(1)$ (ligeramente menor a 0.5), lo cual implica un parámetro de saturación de $s = 11.4(6)$. Este valor puede ser comparado con una estimación obtenida utilizando la intensidad de saturación de la transición. Para calcularla, consideramos el valor de Γ_{SP} y la correspondiente frecuencia absoluta de la transición $\omega_{\text{SP}} = 2\pi \times 755.222 \text{ THz}$, y computamos el valor

$$I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\Gamma_{\text{SP}}\omega_{\text{SP}}^3}{12\pi c^2}, \quad (5.5)$$

en donde c es la velocidad de la luz en el vacío [133]. De esta manera, obtenemos $I_{\text{sat}} = 45.1 \times 10^{-5} \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$. Luego, utilizando el valor de intensidad experimental para esa medición $I_{\text{exp}} = 5.42(12) \times 10^{-3} \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$, obtenemos un parámetro de saturación $s = I/I_{\text{sat}} = 12.0(3)$, el cual está en buen acuerdo con la estimación hecha.

Capítulo 6

Dinámica con campo magnético bajo

En este capítulo estudiamos los fenómenos de bombeo óptico entre subestados magnéticos desde el punto de vista de la generación de posibles estados oscuros a la absorción de luz en función de la competencia entre las autobases dadas por la polarización de los láseres y el campo magnético externo aplicado sobre el ion. En base a esto, caracterizamos el campo magnético necesario para poder evitar el bombeo óptico y, de esta manera, evitar tener estados oscuros no fluorescentes. En términos de mecánica cuántica, existe una competencia entre la autobase determinada por la dirección de la polarización del campo eléctrico de los láseres y la definida por el campo magnético. Estudiamos aquí ambos regímenes y establecemos condiciones para evitar todo tipo de bombeo óptico para poder tener un ion fluorescente. Finalmente, describimos un modelo simplificado analítico que describe cualitativamente bien la dinámica. El desarrollo de este capítulo se hizo en colaboración con la Dra. Cecilia Cormick, de la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación (FAMAF) de Córdoba. Estos resultados se pueden encontrar en un trabajo publicado en Arxiv [134].

6.1. Competencia de autobases y ejes de cuantización

Los experimentos que implican la manipulación de átomos atrapados mediante láseres suelen utilizar campos magnéticos para fijar un eje de cuantización para los subniveles dentro de los estados electrónicos [135]. Sin embargo, un campo magnético no es rigurosamente necesario para el tratamiento cuántico del sistema ni para el etiquetado de los estados. La introducción de un campo magnético puede cambiar la evolución del sistema átomo-láser, proporcionando una dinámica que, de otro modo, no se podría obtener sin un campo externo. En particular, el campo magnético establece diferencias de energía entre subniveles, que de otro modo estarían degenerados, mediante el efecto Zeeman. La dirección del campo magnético establece el eje de cuantización para los autoestados magnéticos, que describen la denominada base Zeeman. Sin estas diferencias de energía, el átomo puede caer a estados oscuros mediante bombeo óptico. En este capítulo evidenciaremos el régimen en donde ello sucede.

En algunas situaciones, la aparición de estados oscuros es algo deseable, ya que pueden utilizarse para bombardear ópticamente el electrón a un subnivel particular [136, 137, 138], o bien para hacer espectroscopía utilizando estos estados, como detallaremos en el próximo

capítulo. Sin embargo, si se quiere tener un valor de fluorescencia constante para alguna medición particular, debe evitarse el bombeo a estados oscuros. Existen diversas formas de hacerlo, como por ejemplo modulando rápidamente la polarización del láser [139, 140] o bien utilizando fuentes de luz incoherentes [141, 142]. Sin embargo, la forma más simple y canónica de conseguirlo es utilizar un campo magnético con un ángulo adecuado con respecto a la polarización del campo eléctrico del láser utilizado para hacer fluorescer al ion. Esto genera una mezcla de los estados brillantes y oscuros asegurando un valor estacionario fluorescente, es decir, que la población estacionaria de los estados excitados sea no nula, de forma tal que el ion esté emitiendo fluorescencia de manera constante. En este capítulo exploramos la supresión de los estados oscuros en la fluorescencia de un único ion atrapado por medio de un campo magnético.

El mecanismo subyacente consiste en generar una mezcla de niveles debida a la elección de un campo magnético con una autobase diferente de la autobase dada por el láser. Cuando se añade el campo magnético a la interacción luz-átomo, aparece una competencia entre dos autobases diferentes dependiendo de las magnitudes relativas del campo magnético y la intensidad del láser. Para valores de campos magnéticos muy pequeños, la autobase preferencial del sistema es la establecida por la polarización lineal del láser. En esta última, en los subestados de menor energía siempre existen estados oscuros, como se ilustra en la parte inferior de la figura 6.1(a), en donde el ion decae a los estados inferiores con $m_j = \pm 3/2$ los cuales no son excitados por el láser. Sin embargo, en presencia de un campo magnético \vec{B} , los autoestados dados por la polarización del láser ya no serán autoestados del hamiltoniano, ya que no coincidirán con los niveles Zeeman determinados por la dirección del campo magnético. Esto ocasiona que los autoestados dados por la polarización se mezclen a la frecuencia de Larmor del sistema, la cual es proporcional al campo magnético.

Alternativamente, se puede ver por qué los estados oscuros se eliminan con la inclusión del campo magnético si se consideran las transiciones en la base de autoestados Zeeman, como también se ilustra en la figura 6.1(a). En este base, considerando que \vec{B} es ortogonal a la polarización del láser, las transiciones generadas por el láser ya no son π , sino que pasan a ser $\sigma_+ + \sigma_-$ debido a que el eje de referencia ahora es el de \vec{B} , conectando así todos los estados fundamentales con uno excitado y, por ende, generando un valor de fluorescencia estacionario. Esto ocurre cuando la autobase principal es la determinada por el campo magnético, es decir, cuando la frecuencia de Larmor es suficientemente grande comparada con la frecuencia de Rabi.

La aparición de estados oscuros en subestados Zeeman es común en sistemas atómicos que tienen una mayor degeneración en el estado de menor energía que en el excitado. Ilustramos esta idea en la figura 6.1(b), en donde consideramos transiciones entre estados con momento angular total semientero (puede realizarse un análisis similar para momento angular entero). La fila superior muestra un caso en el que la degeneración del estado inferior, g_g , es mayor a la del estado superior, g_e . Esto sucede, por ejemplo, en el caso de los estados $3^2D_{3/2}$ y $4^2P_{1/2}$ del ion de calcio, en donde el momento angular total del estado inferior es $J_g = 3/2$ y el del estado excitado es $J_e = 1/2$. En ausencia de campo magnético, y por ende de desdoblamientos Zeeman, para cualquier polarización dada del láser se puede encontrar una base tal que algunos subniveles fundamentales estén desacoplados de la interacción con el láser. Cuando el átomo se excita, puede decaer por emisión espontánea a cualquiera de los estados inferiores, incluidos los no acoplados al láser, que no se acoplarán de nuevo al estado

excitado. Cuando esto ocurre, decimos que el átomo es bombeado a un estado oscuro, y el ciclo de fluorescencia se detiene.

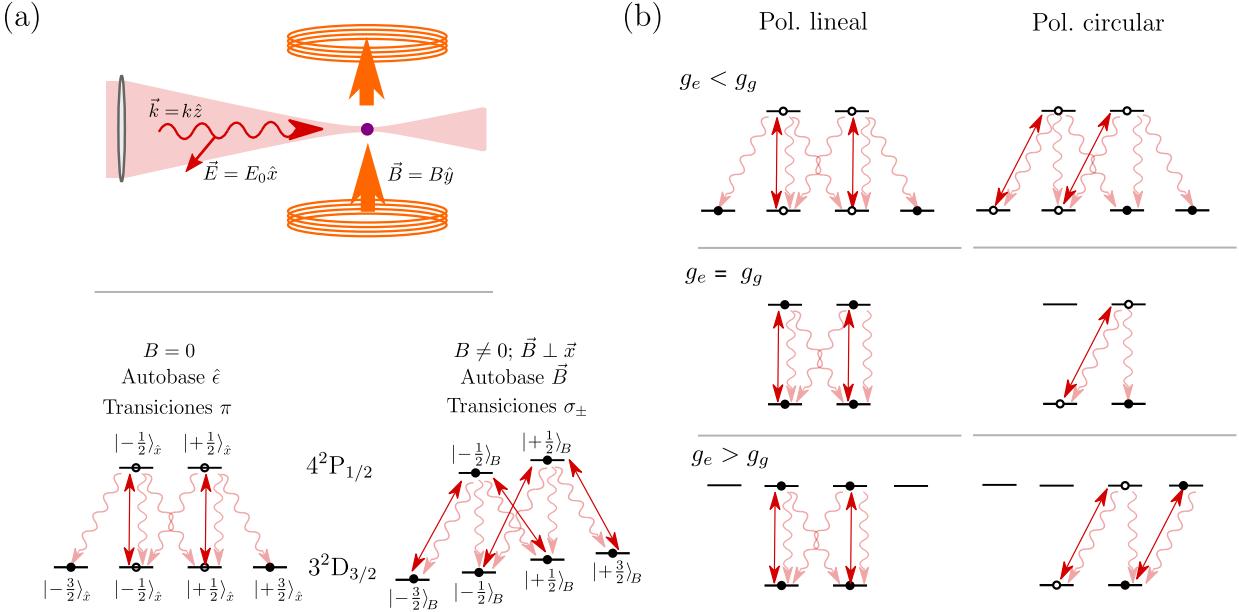


Figura 6.1: (a) Esquema del experimento, con los ejes relevantes señalados: la polarización del campo eléctrico del láser \vec{E} , polarizado linealmente en dirección ortogonal respecto al campo magnético \vec{B} . Abajo, la dinámica de los niveles D-P del ion de calcio. En ausencia de \vec{B} , el láser lleva al ion a estados que no son rebombeados. Con un \vec{B} externo aplicado suficientemente grande, la base relevante ya no es más dada por \vec{E} , y el ion fluoresce. (b) Ilustración de los posibles casos en donde existen estados oscuros según la degeneración del estado inferior, g_g , y la del superior, g_e . A la izquierda, para luz polarizada linealmente (polarización π). A la derecha, para polarización circular (polarización σ_+).

Para polarización lineal, el eje natural para el etiquetado de los estados esta alineado a lo largo de la dirección de polarización del láser \hat{e} . Para polarizaciones circulares σ_{\pm} , la dirección elegida para el etiquetado de los estados viene dada por la dirección de propagación del láser \vec{k} . Cualquier otra polarización, siempre que sea una polarización pura, generará el mismo comportamiento al elegir adecuadamente la base: siempre aparecerán estados oscuros cuando la degeneración del nivel excitado sea menor que la del fundamental.

Por el contrario, no aparecen estados oscuros cuando el nivel superior tiene una degeneración mayor que el inferior ($g_e > g_g$). Esto se muestra en el panel inferior de la figura 6.1(b), invirtiendo las degeneraciones de los niveles superior e inferior respecto al caso anterior. Aquí, el decaimiento espontáneo siempre lleva el electrón a un nivel que continuará ciclando hacia el estado excitado. Esto ocurrirá en general para cualquier sistema en el que la degeneración del estado fundamental sea menor que la del nivel superior. Esto sucede incluso para luz polarizada circularmente, en donde el electrón es bombeado ópticamente a un subestado magnético con la máxima proyección de m_j , pero seguirá fluoresciendo. En este contexto también existe bombeo óptico, pero no hacia estados oscuros sino que la población estacionaria será una mezcla de población entre estados fundamentales y excitados, a diferencia del caso anterior en donde sólo hay población de estados fundamentales.

El caso intermedio, en el que las degeneraciones de los estados excitados y fundamentales son iguales ($g_e = g_g$), puede tener estados oscuros o no dependiendo de la polarización del láser. Por ejemplo, como se ve en el panel central de la figura 6.1(b), para polarización π hay un ciclo de fluorescencia continuo, mientras que la polarización circular genera bombeo óptico a estados oscuros.

El objetivo principal de este capítulo es observar experimentalmente la competencia entre la excitación láser y el campo magnético, la cual conduce a la aparición o no de estados oscuros. Por lo tanto, consideramos sólo el caso representado en el panel superior de la figura 6.1(b), correspondiente en nuestro experimento al conjunto de estados $3^2D_{3/2}$ y $4^2P_{1/2}$ del ion. Es decir, nos enfocaremos en la dinámica dada por el láser IR. Como se ve en la figura 6.1(a), la polarización del mismo será fijada lineal y horizontal respecto a la mesa óptica, a 90° respecto del campo magnético, el cual está alineado en la dirección vertical. De esta manera, cuando la dinámica esté gobernada por el campo magnético, el láser generará transiciones $\sigma_+ + \sigma_-$ de forma tal que $\Delta m_j = \pm 1$. Esto permite el despoblamiento de todos los subestados D de forma tal que el ion fluorescerá. En el límite opuesto, cuando el campo magnético sea débil respecto a la intensidad del láser, la dirección preferencial del sistema será la de la polarización del láser. De esta manera, éste excitará sólo transiciones π , es decir, sólo transiciones con $\Delta m_j = 0$. Debido a esto, el electrón eventualmente decaerá hacia estados con $m_j = \pm 3/2$, lo que hará que la fluorescencia se detenga. Para estudiar la transición entre ambos regímenes mediremos fluorescencia mediante fotones UV dados por la emisión espontánea del estado P al S en función de la potencia del láser IR para distintas intensidades de campo magnético. Dicha fluorescencia ocurrirá sólo si el ion no se atrapa en un estado oscuro D. Como consideración final, la polarización del láser UV será idéntica a la del IR de forma tal de evitar estados oscuros S.

6.2. Calibración del campo magnético sobre el ion

El campo magnético externo sobre el ion es aplicado de dos maneras: primero, mediante un conjunto de imanes permanentes ubicados debajo de la cámara de vacío que generan un campo magnético aproximadamente vertical del orden de 5 G en la ubicación de los iones. Luego, la dirección del mismo se corrige con tres bobinas que apuntan en tres direcciones ortogonales ubicadas por fuera de la cámara de vacío. Éstas permiten variar además la magnitud del campo pero no más de ± 0.5 G aproximadamente en cada dirección. Para estudiar la dinámica a campos bajos, las mediciones de este capítulo fueron hechas removiendo los imanes permanentes y trabajando únicamente con el conjunto de bobinas. Para el resto de los capítulos, los imanes inferiores fueron colocados nuevamente.

En todos los casos, las bobinas laterales fueron calibradas de forma tal que el campo magnético siempre apunte en la dirección vertical. Para calibrar la dirección del campo, utilizamos a nuestro favor la dinámica de estados oscuros D. Establecemos la polarización del láser IR vertical respecto a la mesa y, variando la corriente de cada una de las bobinas por separado, minimizamos la fluorescencia detectada lo cual, consecuentemente, minimiza la tasa de las transiciones $\sigma_+ + \sigma_-$ y aumenta la de las transiciones π . En la figura 6.2(a) mostramos un ejemplo de esto, obtenido al variar la corriente de una de las bobinas laterales que compensan las componentes horizontales del campo magnético de forma tal de alinearla verticalmente.

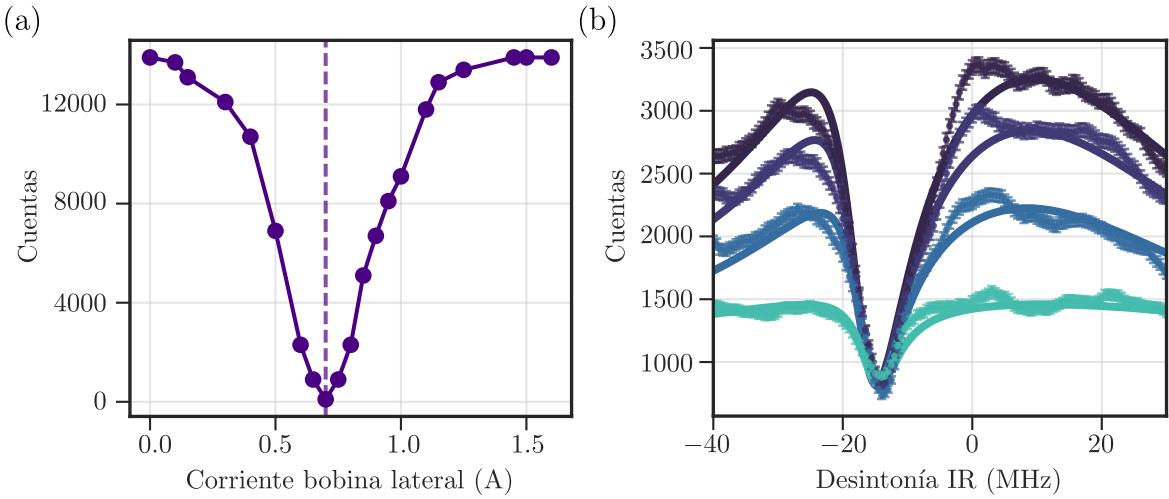


Figura 6.2: (a) Fluorescencia de un ion variando la corriente de la bobina frontal. Para un valor de corriente de $I = 0.7$ A, marcado en línea punteada, la fluorescencia es nula, por lo que \vec{B} se alineó con la polarización del láser IR y se pueblan estados oscuros D. (b) Espectros atómicos obtenidos variando la frecuencia del láser IR y registrando la fluorescencia, para cuatro valores de corriente de la bobina superior distinta. Esto representa cuatro campos magnéticos distintos lo suficientemente bajos como para que no se puedan resolver las cuatro resonancias oscuras presentes y se vea sólo un gran valle. Con ellos, se grafica un ajuste utilizando el modelo completo de 8 niveles. De dichos ajustes, se obtiene el campo magnético en cada caso.

Allí, vemos que para un cierto valor de corriente logramos apagar la fluorescencia por completo. Esto sucede por bombeo óptico hacia estados con $m_j = \pm 3/2$ y nos asegura que el campo magnético queda alineado paralelo a la polarización del láser IR, por ende, vertical respecto a la mesa. Este método puede ser utilizado para alinear el campo magnético en cualquier dirección deseada siempre que se tenga control sobre la polarización del láser. Por ejemplo, si se quisiera alinear el campo magnético paralelo a la dirección de propagación \vec{k} del láser bastaría con hacer que su polarización sea puramente circular y repetir el proceso haciendo que, por ejemplo, sólo haya transiciones σ_+ y, de ese modo, otros estados oscuros.

Una vez compensadas las componentes horizontales del campo magnético, seteamos la polarización del láser IR horizontal, es decir, a 90° del mismo. Para estudiar la dependencia de la fluorescencia con el campo magnético, utilizamos una bobina ubicada en la parte superior de la trampa para controlar la magnitud del campo. Para calibrar la magnitud del campo magnético en función de dicha corriente, recurriremos a medir espectros atómicos de la transición D-P manteniendo el láser UV prendido. Fijando la desintonía del láser UV y barrriendo la desintonía del láser IR obtenemos espectros como los mostrados en la figura 6.2(b). A los mismos los ajustamos con el modelo completo de 8 niveles con dos láseres desarrollado en el capítulo 3. De esta forma obtenemos los parámetros experimentales relevantes como la potencia de los láseres, las desintonías, y, particularmente, el campo magnético en cada caso. Con este método podemos hacer una calibración de la corriente de la bobina superior en función del campo magnético y, para cada medición, saber el campo magnético aplicado sobre el ion. Vale la pena notar que en el espectro aparece una sola resonancia oscura ancha

en lugar de las cuatro que deberían aparecer dadas las polarizaciones $\sigma_+ + \sigma_-$ de ambos láseres. Esto es debido a que el campo magnético es lo suficientemente bajo como para que no se puedan resolver dichas resonancias. Un detalle adicional a notar es que el campo magnético más bajo alcanzado es de 9(1) mG. Para campos magnéticos menores la tasa de fluorescencia es muy baja de forma tal que el enfriamiento láser se vuelve muy poco eficiente. Si se quisiera medir la dinámica para campos magnéticos mucho más pequeños sería necesario incluir en el esquema experimental una etapa de enfriado en donde se eleve el campo magnético de forma transitoria, o se evite el bombeo óptico alterando la polarización del láser IR.

Con estos parámetros bien conocidos, procedemos a realizar un estudio de la fluorescencia del ion en función del campo magnético \vec{B} sobre el mismo y de la potencia del láser IR, proporcional al cuadrado de la frecuencia de Rabi correspondiente, Ω_{IR}^2 . Estudiaremos en qué regímenes la fluorescencia se anula, y posteriormente introduciremos un modelo simplificado para entender cualitativamente el comportamiento del sistema.

6.3. Resultados e interpretación con un modelo simplificado

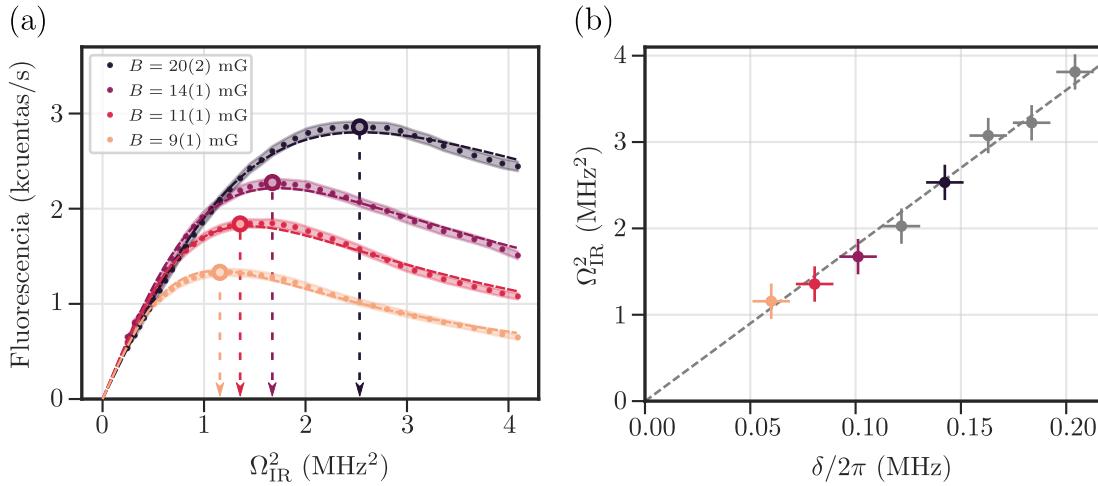


Figura 6.3: (a) Medición de fluorescencia en función de Ω_{IR}^2 , proporcional a la potencia del láser IR, para distintos valores de campo magnético. Junto a las mediciones se grafica un ajuste al modelo simplificado descrito en este capítulo. (b) Gráfico del valor umbral de Ω_{IR}^2 en función de la frecuencia de Larmor $\delta/2\pi$ para cada curva, proporcional al campo magnético. Las curvas de la figura (a) son marcadas con el color respectivo. En línea punteada se grafica una simulación utilizando el sistema completo de 8 niveles.

Los resultados obtenidos se muestran en la figura 6.3. Por un lado, la figura 6.3(a) muestra la fluorescencia del ion en función de Ω_{IR}^2 , proporcional a la intensidad del láser, para diferentes valores del campo magnético, los cuales conocemos ya que para cada curva medimos un espectro al cual ajustamos con el modelo segúnd describimos en la sección anterior. También graficamos para cada curva un ajuste con un modelo teórico simplificado que considera un sistema de 4 niveles, explicado en detalle en la siguiente sección, encontrando muy buena

concordancia. Para calibrar el eje horizontal con la frecuencia de Rabi, recurrimos también a los ajustes de los espectros con el modelo completo de 8 niveles.

En las mediciones de la figura 6.3(a) se puede observar que en todos los casos, para intensidades IR bajas la fluorescencia del ion crece linealmente con la potencia del láser. Este comportamiento es el esperado para un sistema muy por debajo de la intensidad de saturación y donde no hay estados oscuros. Además, en todas las curvas el crecimiento se da con la misma pendiente. En este régimen, puntualmente para $\Omega_{\text{IR}}^2 < 1 \text{ MHz}^2$, domina la base del campo magnético y no hay bombeo óptico. Sin embargo, por encima de un dado umbral de potencia, distinto para cada curva y señalado con un círculo y una línea discontinua en cada caso, vemos un comportamiento contraintuitivo: la fluorescencia empieza a decaer con el aumento de la intensidad del láser. Este punto depende del valor del campo magnético externo, tal que cuanto mayor es el campo magnético, mayor es la intensidad del láser en el punto de inflexión. Los máximos de cada curva permiten identificar un punto umbral entre la autobase Zeeman (potencia del láser débil) y la autobase del láser (potencia del láser fuerte).

En la figura 6.3(b) graficamos el valor de Ω_{IR}^2 umbral, es decir el valor a partir del cual la fluorescencia empieza a decaer, en función de la frecuencia de Larmor $\delta/2\pi = \frac{\mu_B}{\hbar}B$, la cual es proporcional al campo magnético en cada caso. Podemos apreciar que en el régimen medido la dependencia es lineal, lo cual corroboramos con una simulación utilizando el sistema de 8 niveles, graficada en línea punteada.

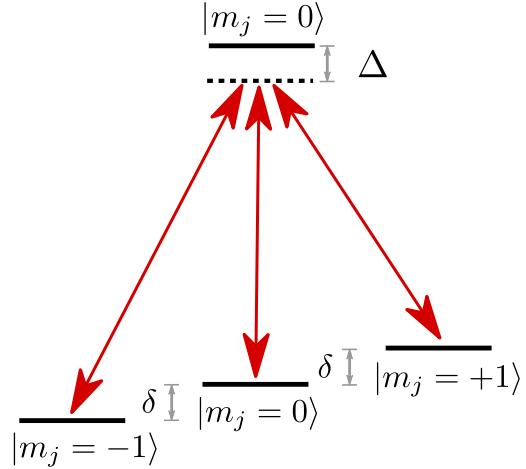


Figura 6.4: Sistema simplificado de 4 niveles. El desdoblamiento Zeeman δ entre los subestados inferiores es proporcional al campo magnético aplicado.

Si bien el modelo completo representa adecuadamente las mediciones, los resultados obtenidos se pueden interpretar de mejor manera con un modelo simplificado de cuatro niveles, con el cual obtenemos una expresión analítica para entender cualitativamente el fenómeno del sistema de niveles completo. Para ilustrar la dinámica entre los subestados D y P, consideramos el sistema de la figura 6.4. De los 4 niveles, 3 son los fundamentales identificados con el número cuántico $m_j = \{-1, 0, 1\}$ en la base dada por el campo magnético, y el restante representa el estado excitado con $m_j = 0$. Cada estado fundamental es conectado al estado superior, por simplicidad, con la misma frecuencia de Rabi Ω . Por último, incluimos una desintonía Δ del láser respecto a la transición.

Siguiendo el álgebra introducida en el capítulo 3, se puede escribir el hamiltoniano de este sistema en la base magnética definida bajo la aproximación de onda rotante como

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \Delta - \delta & 0 & 0 & \Omega/2 \\ 0 & \Delta & 0 & \Omega/2 \\ 0 & 0 & \Delta + \delta & \Omega/2 \\ \Omega/2 & \Omega/2 & \Omega/2 & 0 \end{pmatrix}. \quad (6.1)$$

Allí, δ corresponde al desdoblamiento Zeeman entre los tres estados fundamentales, de forma tal que para el caso $\delta = 0$ éstos se encuentran degenerados. La dinámica completa se puede obtener considerando una ecuación maestra de manera idéntica a lo desarrollado en el capítulo 3. Consideraremos dos mecanismos de decoherencia: en primer lugar, una tasa Γ_m de decaimiento del estado superior al estado inferior $|m_j\rangle$, y, por otro lado, un desfasaje efectivo cuantificado por Γ_S que considera que el estado excitado puede decaer también a los estados S. De esta manera, la tasa total de desfasaje del sistema es $\Gamma_T = \Gamma_S + \sum_{m_j=-1,0,1} \Gamma_m$.

De lo anterior, y considerando las simetrías de este sistema simplificado, dado que elegimos que la frecuencia de Rabi Ω sea la misma para los tres subniveles, para el caso $\delta = 0$ los tres son equivalentes. Esto implica que el láser acoplará al estado excitado sólo una superposición de los tres estados inferiores de la forma $(|0\rangle + |1\rangle + |-1\rangle)/\sqrt{3}$. Es fácil probar que la transición de este estado al excitado tiene una frecuencia de Rabi de 3Ω al actuar con H sobre éste. A este estado se lo denomina estado brillante, porque acopla con los campos eléctricos de los láseres. Los dos estados ortogonales a éste no acoplan con los campos eléctricos, por lo cual serán estados oscuros. Estos estados oscuros son poblados mediante emisión espontánea desde el estado excitado luego de un tiempo transitorio inicial. Por lo tanto, el límite $\delta \rightarrow 0$ hace que el ion deje de fluorescer. Por otro lado, el límite $\Omega \rightarrow 0$ también hace que el ion no brille, ya que esto implica que no hay láser encendido.

Para estudiar un régimen intermedio en donde ambos parámetros, δ y Δ , son no nulos, es posible encontrar el estado estacionario de la ecuación maestra del sistema. Estableciendo $\dot{\rho} = 0$, y tomando la simplificación adicional en donde la tasa de decaimiento del excitado a los tres fundamentales es idéntica ($\Gamma_m = \Gamma_D/3$, con Γ_D la tasa total de decaimiento hacia los estados D), con álgebra lineal demostramos que la probabilidad p_e de que el átomo se encuentre en el estado excitado es

$$p_e = \left\{ \frac{\Gamma_D}{\Gamma_T} \left[\frac{\Gamma_T^2 + 4\Delta^2 + 8\delta^2/3}{\Omega^2} + \frac{3\Omega^2}{2\delta^2} \right] + \frac{4\Gamma_S}{\Gamma_T} \right\}^{-1}. \quad (6.2)$$

De esta ecuación se ve, en primer lugar, que tanto para $\delta \rightarrow 0$ como para $\Omega \rightarrow 0$ la población del estado excitado, y por ende la fluorescencia del sistema, tienden a cero. Más precisamente, esto sucede para los límites en donde $2\delta^2 \ll 3\Omega^2$ (campo magnético bajo) o $\Omega^2 \ll \Gamma_T^2 + 4\Delta^2 + 8\delta^2/3$ (potencia del láser baja). Además, es posible calcular analíticamente el valor de Ω tal que la fluorescencia sea máxima. El mismo da

$$\Omega_{\max}^2 = \sqrt{\frac{2}{3}} |\delta| \sqrt{\Gamma_T^2 + 4\Delta^2 + 8\delta^2/3}. \quad (6.3)$$

El caso que nos interesa es el de campo magnético bajo, es decir, $|\delta| \ll \Gamma_T$, lo que implica que la transición posee un ancho de línea mucho mayor al desdoblamiento Zeeman de los

subniveles. Por ende, podemos aproximar dicha expresión de forma tal que se obtiene

$$\Omega_{\max}^2 = \sqrt{\frac{2}{3}} |\delta| \sqrt{\Gamma_T^2 + 4\Delta^2}. \quad (6.4)$$

Esta expresión es consistente con la relación lineal entre potencia del láser y campo magnético observada en la figura 6.3(b). Adicionalmente, vemos que el valor de la pendiente depende de la desintonía Δ .

Para concluir, comparamos las mediciones realizadas, mostradas en la figura 6.3(a), con la expresión analítica de la ecuación (6.2) realizando un ajuste a dichas mediciones con este modelo, considerando un factor de escala global que relaciona población atómica con fluorescencia medida. Dichos ajustes se grafican sobre las mediciones en la figura, y muestran el buen acuerdo cualitativo entre el modelo y las curvas medidas, incluso considerando que el sistema de niveles real posee más niveles que el modelo simple. Además, comparamos el valor de pendiente obtenida experimentalmente, que es $17.9(2)$ MHz, con la predicha por el modelo para $\Delta = 0$. Esta última es $\sqrt{2/3}\Gamma_T/(2\pi) \sim 19$ MHz. Ambos valores son muy similares, lo cual es positivo considerando la simplicidad del modelo utilizado. Ambos pueden relacionarse entre sí mediante un factor de orden 1 que toma en cuenta las diferencias entre el modelo simplificado y el sistema real. Las mismas implican, por ejemplo, coeficientes de Clebsch-Gordan y factores de Landé de los distintos estados. Para tener una predicción más precisa, además del sistema simple, realizamos una simulación completa considerando 8 niveles con las ecuaciones de Bloch correspondientes presentadas en el capítulo 3. Graficamos la misma en línea gris sobre los datos de la figura 6.3(b). Allí vemos que, nuevamente, hay un buen acuerdo entre este modelo y las mediciones.

Como última nota, otra predicción cualitativa correcta realizada por el modelo simple de la ecuación (6.2) se aprecia para el límite de desintonía $|\Delta|$ grande. Para este límite, la ecuación indica un decaimiento de la fluorescencia proporcional a $|\Delta|^{-2}$. Además, predice que la escala para este decaimiento depende fuertemente de los demás parámetros. Este límite, de hecho, se toma como $4\Delta^2 \gg \Gamma_T^2 + 3\Omega^4/\delta^2$. La presencia de δ en el denominador del último término hace que para campos magnéticos bajos la fluorescencia decaiga muy lentamente con $|\Delta|$, lo cual se observa en los espectros usados para la calibración del campo magnético de la figura 6.2.

Capítulo 7

Espectroscopía en la transición D-P: atrapamiento coherente de población

En el presente capítulo realizamos un estudio profundo del fenómeno de atrapamiento coherente de población (CPT por las siglas de su nombre en inglés *coherent population trapping*). En primer lugar, desarrollamos la puesta a punto de la técnica utilizando un láser UV y un láser IR, estudiando la dependencia de la cantidad y profundidad de las resonancias con los parámetros de los láseres como polarización, potencia y desintonía, y con la temperatura del ion. En segundo lugar, agregamos micromoción a la dinámica introduciendo modulación en los espectros, y con ello caracterizamos el efecto que tiene ésta en la temperatura del ion. En tercer lugar, agregamos un láser IR adicional a la dinámica y con ello mostramos cómo se modifican los espectros en función de los parámetros del nuevo láser. En cuarto lugar, mostramos la emergencia de nuevas resonancias oscuras entre subestados D generadas por la presencia de dos láseres IR con frecuencias distintas. Finalmente explicamos cómo aplicar esta técnica para realizar polarimetría 3D de uno de los haces IR. La primera parte de los resultados presentados en este capítulo fueron publicados en un trabajo en noviembre de 2022 en la revista Physical Review A [143], mientras que la segunda parte se condensó en un trabajo publicado en marzo de 2024 en la revista Frontiers in Quantum Science and Technology [144].

7.1. Resonancias oscuras con dos láseres

Empezamos presentando resultados de espectros de resonancias oscuras, a los cuales también llamaremos espectros CPT, con un láser UV y un láser IR. Para esto, vamos a medir la fluorescencia atómica en función de la desintonía del láser IR, Δ_{IR} . Debido a que los espectros atómicos son sensibles a la temperatura del ion [77], como desarrollaremos más adelante, las mediciones fueron realizadas de manera pulsada, tal como se explica en el capítulo 4. Esto garantiza que la temperatura del ion, altamente dependiente de las desintonías de los láseres involucrados, sea la misma para todo valor de Δ_{IR} durante el tiempo de la medición. En cada una de ellas, luego de enfriar el ion y de setear los parámetros de medición, se esperó 20 μs para dejar pasar efectos transitorios, luego de los cuales se adquirió con el fotomultiplicador por un tiempo de 50 μs . Esta secuencia se repitió 20000 veces para cada valor de frecuencia IR

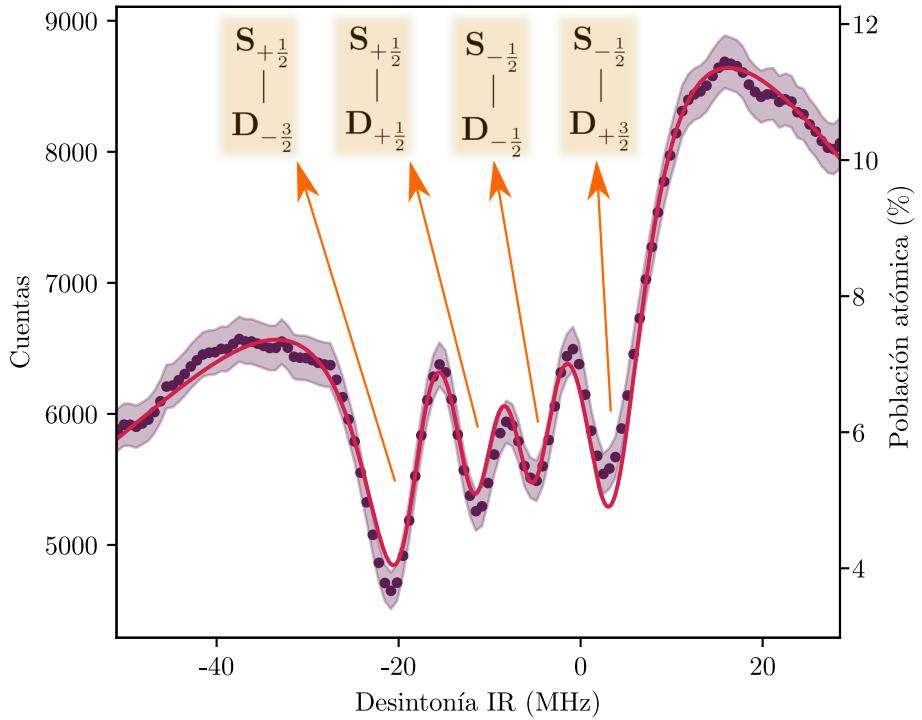


Figura 7.1: Espectro de resonancias oscuras. La configuración utilizada es la de la figura 3.7(a). La polarización de ambos láseres es ortogonal al campo magnético, i.e., $\sigma_+ + \sigma_-$, de forma tal que emergen 4 resonancias oscuras que mezclan los subestados S y D indicados en cada una de ellas. El eje vertical izquierdo representa las cuentas medidas en el detector, mientras que el derecho grafica la población atómica de los niveles excitados normalizada a 100.

para tener mejor estadística en la medición. Adicionalmente, cada 20 mediciones se ejecutó un algoritmo de enfriamiento por 2 ms para evitar calentamiento excesivo. Los parámetros de enfriamiento utilizados fueron de $\Delta_{\text{UV}} \sim -20$ MHz y $P_{\text{UV}} \sim 10$ μW . Todas las mediciones realizadas utilizaron una calibración en amplitud del AOM de forma tal que la potencia óptica en todo el rango escaneado se mantuvo constante, como se detalló en el capítulo 4.

En la figura 7.1 podemos ver un espectro CPT típico. Las polarizaciones de ambos láseres fueron elegidas lineales y ortogonales a la dirección del campo magnético externo aplicado, de forma tal que ambos láseres excitan transiciones $\sigma_+ + \sigma_-$, análogo a las de la figura 3.7(a). Con esta elección de polarizaciones, emergen las cuatro resonancias oscuras esperadas, observadas en dicho gráfico. Cada una corresponde a la preparación de un estado oscuro superposición de un subestado S y un subestado D, indicados en la figura. Sobre las mediciones, indicadas en violeta oscuro con su área de incertezas en violeta claro, graficamos un ajuste utilizando el modelo de la solución estacionaria del sistema con dos láseres sin modulaciones desarrollado en el capítulo 3. De dicho ajuste podemos extraer varios parámetros experimentales, como por ejemplo el campo magnético $B = 3.7(1)$ G, el cual determina la separación entre las resonancias oscuras. Por otro lado, el ajuste provee valores para los parámetros de saturación de ambas transiciones. Los mismos son $s_{\text{UV}} = \Omega_{\text{UV}}/\Gamma_{\text{SP}} = 0.53(1)$ y $s_{\text{IR}} = \Omega_{\text{IR}}/\Gamma_{\text{DP}} = 9.9(2)$. Por otro lado, también podemos extraer del ajuste la desintonía del láser UV, la cual es

$\Delta_{\text{UV}} = 2\pi \times -9.8(1)$ MHz, que es el valor de Δ_{IR} en torno al cual se centran las resonancias oscuras. Adicionalmente, definimos dos ejes verticales. El de la izquierda muestra la cantidad de cuentas totales medidas por cada valor de desintonía IR. El eje de la derecha proviene del ajuste realizado y mapea cuentas a población atómica de los estados excitados normalizada a 100.

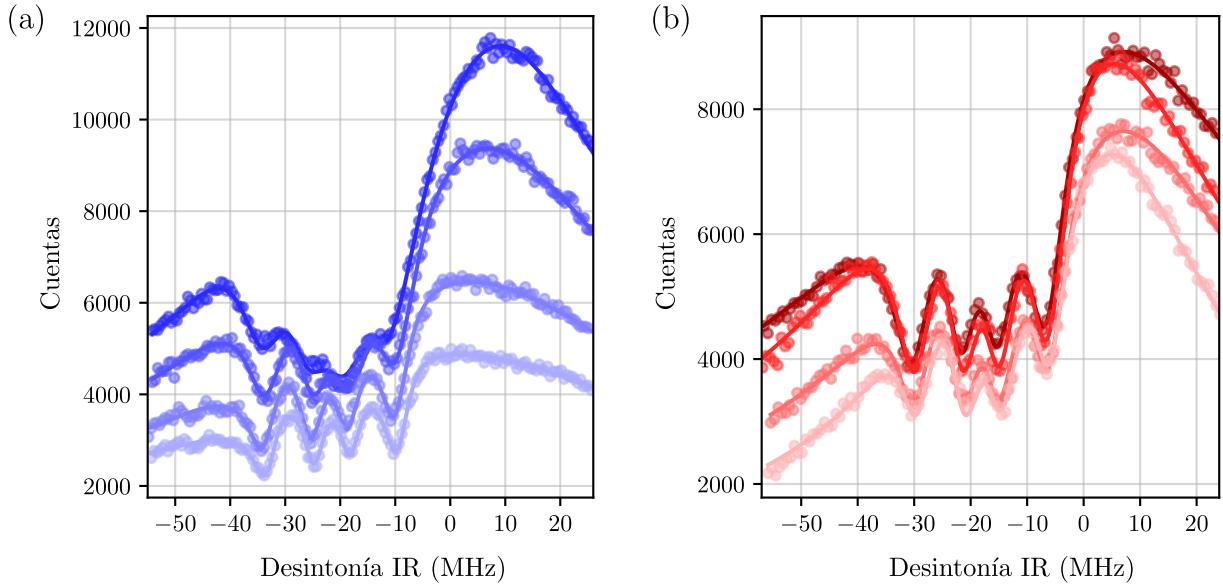


Figura 7.2: Espectros de resonancias oscuras utilizando un láser UV y un láser IR, para distintos valores de potencias de cada uno de los láseres. En todos los casos, $\hat{\epsilon}_{\text{UV}} = \hat{\epsilon}_{\text{IR}} = \sigma_+ + \sigma_-$, y $\Delta_{\text{UV}} \sim 2\pi \times -20$ MHz. (a) Espectros variando la potencia del láser UV. (b) Espectros variando la potencia del láser IR.

Para comprender el rol de cada láser en el espectro, en la figura 7.2 mostramos mediciones de la dependencia de dicho espectro con la potencia de cada uno de los láseres. En la figura 7.2(a) variamos la potencia del láser UV, mientras que en la figura 7.2(b), la potencia variada es la potencia del láser IR. En todos los casos, las curvas de color más oscuro representan mayor potencia óptica en la transición de interés, y para cada medición se grafica un ajuste usando el modelo descripto previamente. En el primer caso, los parámetros de saturación de la transición UV obtenidos del ajuste son 0.47(1), 0.58(1), 0.80(1) y 1.07(2), para una saturación del IR constante de 7.2(1). Es decir, la potencia de la curva más oscura es un poco más del doble que la curva más clara. Allí podemos apreciar que las resonancias oscuras se ensanchan demasiado y apenas se identifican, convergiendo en un gran valle para potencias mayores. Esto hace que para resolver las resonancias sea necesario que la transición S-P esté poco saturada. Por otro lado, respecto a la otra transición, en la figura 7.2(b) los parámetros de saturación del láser IR son 4.6(1), 6.0(1), 7.1(2) y 8.1(2) desde la curva más clara a la más oscura. Para todas ellas, la saturación del UV es de 0.71(2). De este gráfico se ve que, al duplicar la potencia del láser IR, las resonancias oscuras no dejan de distinguirse. Para la potencia más baja, las resonancias oscuras de los extremos son las primeras que se dejan de distinguir. De igual manera, se ve que el espectro es mucho menos sensible a este parámetro. Además, evidencia que esta transición debe estar muy saturada para que sea posible distinguir las resonancias oscuras. En base a esto, para el resto de la tesis trabajaremos en un régimen

en donde la transición S-P está poco saturada, con s_{UV} del orden de 0.5, mientras que la transición D-P estará muy saturada, con s_{IR} entre 6 y 10.

Por otro lado, en la figura 7.3 mostramos dos espectros de resonancias oscuras para dos polarizaciones del láser UV distintas. En el caso de la curva azul claro, la polarización del láser UV es $\sigma_+ + \sigma_-$, y en el caso de la curva azul oscuro (desplazada 1000 cuentas en la dirección vertical para apreciar mejor la diferencia), la polarización del láser UV es π . En ambos casos la polarización del láser IR es $\sigma_+ + \sigma_-$, por lo cual existen 4 resonancias oscuras. Sin embargo, en el primer caso, el espaciamiento en frecuencia de las mismas es mayor que en el segundo caso. Por ello, las dos resonancias oscuras del medio en el segundo caso no se logran resolver. Un análisis detallado del espaciamiento en frecuencia de las resonancias oscuras según la polarización de los láseres se puede encontrar en el apéndice B. A lo largo de este capítulo, fijaremos $\hat{\epsilon}_{UV} = \sigma_+ + \sigma_-$ para resolver mejor las resonancias.

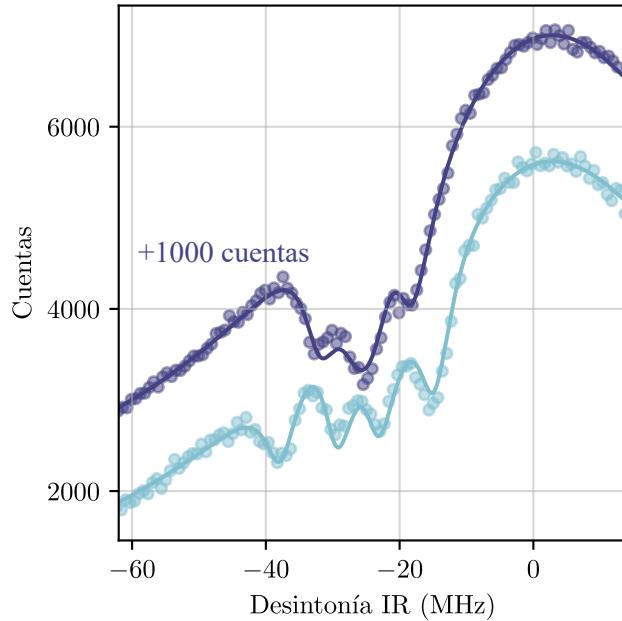


Figura 7.3: Espectro de resonancias oscuras para dos polarizaciones distintas del láser UV. En azul claro, $\hat{\epsilon}_{UV} = \sigma_+ + \sigma_-$, mientras que en azul oscuro, desplazada 1000 cuentas en el eje vertical para su mejor apreciación, $\hat{\epsilon}_{UV} = \pi$. En ambos casos hay cuatro resonancias oscuras, sin embargo en el último caso éstas están más juntas y, por la magnitud del campo magnético utilizado, no se resuelven las dos del medio.

7.1.1. Termometría de un ion utilizando espectros de resonancias oscuras

Ahora incluimos el movimiento térmico del ion en el modelo de forma tal de poder estimar la temperatura del mismo utilizando los espectros de resonancias oscuras tal como hacen en [79]. Consideremos un ion moviéndose, el cual interactúa con un láser en el régimen de absorción y emisión de fotones. En la dirección del láser, dada por su vector de onda $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\hat{k}$, el movimiento del ion a velocidad \vec{v} modifica la frecuencia de absorción de los fotones de

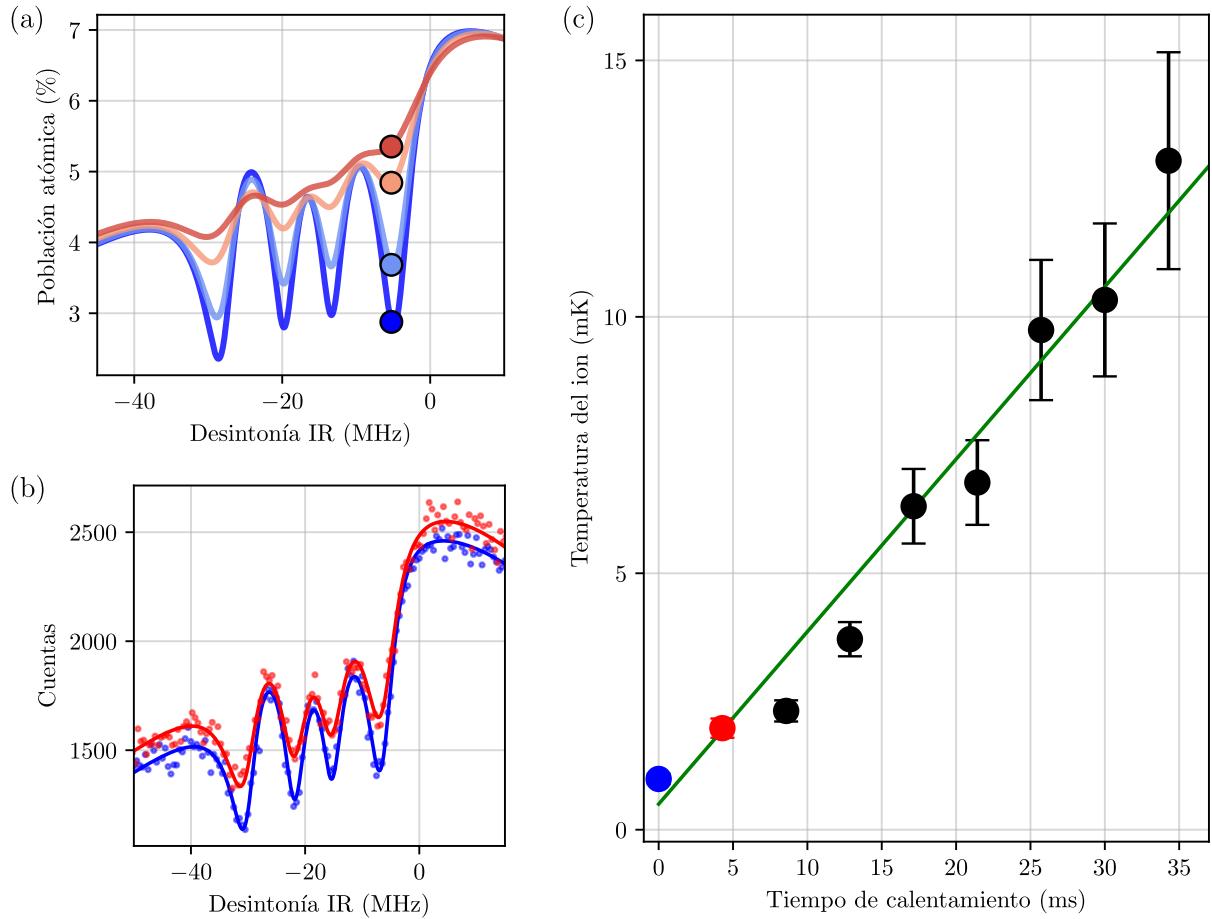


Figura 7.4: Efecto de la temperatura de ion sobre los espectros. (a) Cuatro espectros teóricos para cuatro temperaturas distintas, en donde se marcó la resonancia oscura que se utiliza para medir la temperatura. (b) Dos espectros medidos. Para medir la curva roja, antes de cada punto se apagaron los láseres un tiempo de 4.5 ms a modo de inducir calentamiento. (c) Temperatura medida en función del tiempo de calentamiento previo antes de medir. Allí se marcan los dos puntos cuyas curvas están representadas en la subfigura (b).

forma tal que la desintonía del láser en el marco de referencia del ion, Δ' , se relaciona con la desintonía en el marco de referencia del laboratorio, Δ , como

$$\Delta' = \Delta - \vec{k} \cdot \vec{v}. \quad (7.1)$$

Si el movimiento del ion es térmico, la inclusión más rigurosa de este efecto implica hacer una integral en todas las velocidades posibles según una distribución de velocidades térmica tipo Maxwell-Boltzmann para cada valor de desintonía. Sin embargo, esto es muy costoso computacionalmente. Por ello, el movimiento térmico del ion se agrega de manera efectiva como un efecto de decoherencia extra tipo desfasaje. Considerando que las resonancias oscuras son interacciones de dos fotones tipo Raman, el efecto Doppler relativo en estas transiciones es

$$\Gamma_D = \left| \vec{k}_{\text{UV}} - \vec{k}_{\text{IR}} \right| \sqrt{\frac{k_B T}{2m}}, \quad (7.2)$$

en donde \vec{k}_{UV} y \vec{k}_{IR} son los vectores de onda de los láseres UV e IR respectivamente, T es la temperatura del ion y m es la masa del mismo. Este efecto lo agregaremos de manera cuadrática a los anchos de línea Γ_i de ambos láseres de forma tal que

$$\Gamma'_i = \sqrt{\Gamma_i^2 + \Gamma_D^2}, \quad (7.3)$$

en donde i representa tanto el láser UV como el IR. De esta manera, el modelo ahora contempla que el ion tiene una temperatura finita T la cual puede obtenerse del ajuste. Para todos los gráficos de las figuras de este capítulo los ajustes se hicieron dejando libre dicho parámetro. Para las figuras 7.1, 7.2 y 7.3, las temperaturas obtenidas están entre 0.6 y 1.5 mK, el cual es un régimen razonable de temperaturas que se pueden alcanzar mediante enfriamiento Doppler.

En la figura 7.4 podemos ver explícitamente el efecto de la temperatura en los espectros de resonancias oscuras. En la figura 7.4(a) graficamos cuatro espectros simulados, agregándole los efectos térmicos al modelo de espectroscopía como se describió previamente. Las cuatro curvas representan espectros con temperaturas de 0.3, 0.9, 4 y 5 mK. Allí vemos que para una mayor temperatura, graficado en curvas de tonos más rojos, la profundidad de la resonancia oscura decrece, consistente con el hecho de que la temperatura se agrega al modelo como un desfasaje, de la misma manera que sucede en el caso de tres niveles estudiado en el capítulo 3. En la figura 7.4(b) vemos dos espectros medidos para dos temperaturas distintas, ajustados utilizando el modelo considerando la contribución de la temperatura. La curva azul es el espectro para la menor temperatura obtenida mediante enfriamiento Doppler, la cual es obtenida del ajuste y da $T = 0.74(9)$ mK. Para medir espectros a temperaturas mayores, al algoritmo de medición le agregamos una etapa de calentamiento justo antes de la medición, en donde apagamos ambos láseres un cierto tiempo de calentamiento. Luego, prendemos los láseres y medimos el espectro con el algoritmo descripto al inicio del capítulo. De esta manera, si esperamos 4.5 ms de tiempo de calentamiento medimos la curva roja, cuya temperatura obtenida del ajuste es de $T = 1.7(2)$ mK. En la figura 7.4(c) repetimos este proceso para distintos tiempos de calentamiento, en donde las dos curvas anteriores se indican cada una con el color de su curva, y graficamos las temperaturas obtenidas en función de dichos tiempos. Podemos observar una dependencia lineal, cuya pendiente representa la tasa de calentamiento de la trampa, es decir, cuánto se calienta el ion cuando el mecanismo de enfriamiento deja de estar presente. En este caso, medimos una tasa de calentamiento de $0.34(2)$ K/s.

7.2. Espectros CPT con micromoción

Nos proponemos estudiar aquí los efectos de la micromoción en los espectros de resonancias oscuras de iones atrapados. La micromoción, como ya describimos, se ve reflejada en la dinámica del ion como una oscilación a una frecuencia igual a la frecuencia de radiofrecuencia de la trampa Ω_{RF} , y con una dirección fija. Dicha dirección apunta hacia el centro de la trampa, el cual es un punto dada la geometría de la misma. Como la frecuencia de atrapado en nuestro caso es de 22.135 MHz, el ion pueda absorber y emitir fotones varias veces por ciclo de oscilación. Eso implica que el efecto que esperamos ver es el de un espectro modulado tal

como explicamos en la sección 1.3. Por otro lado, a las mediciones realizadas las ajustaremos con el modelo desarrollado en la sección 3.2.3.

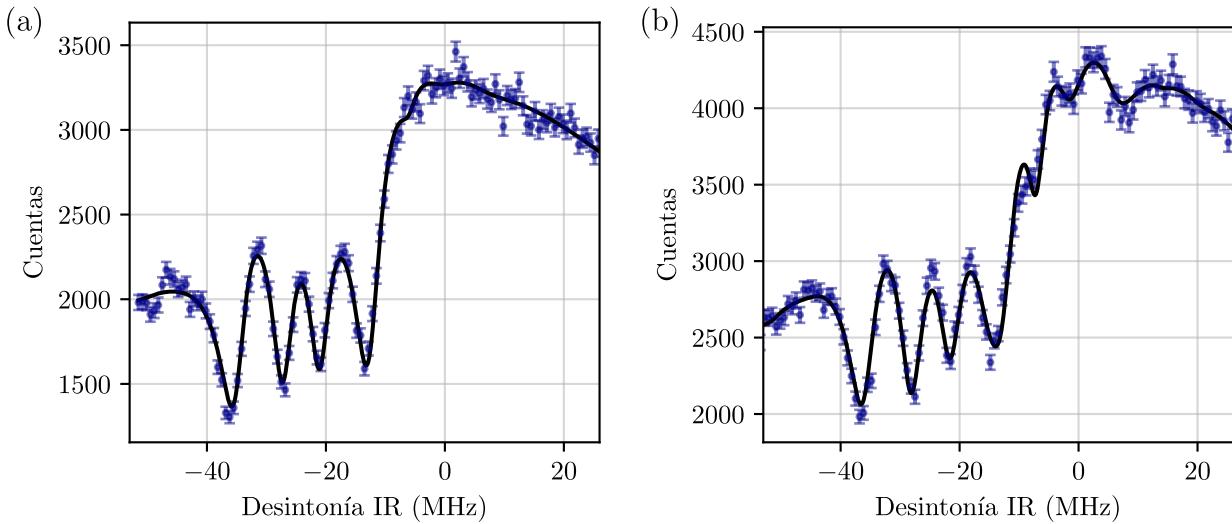


Figura 7.5: Efecto de la micromoción sobre un espectro de cuatro resonancias oscuras, ambos con un ajuste utilizando el modelo que incluye micromoción. (a) Espectro con poca micromoción en donde $\beta = 0.32(6)$. (b) Espectro con más micromoción, en donde $\beta = 0.90(5)$.

En la figura 7.5 podemos apreciar dos espectros de cuatro resonancias oscuras de un ion para dos condiciones de micromoción distintas. A la izquierda, un espectro de un ion mejor compensado, es decir con menor cantidad de micromoción en exceso, y a la derecha un espectro de un ion peor compensado. En ambos graficamos un ajuste utilizando el modelo que incluye micromoción, del cual obtenemos el parámetro de modulación de cada uno de los gráficos. El gráfico de la izquierda está poco modulado y obtenemos un $\beta = 0.32(6)$. En el gráfico de la derecha, el cual tiene un valor de $\beta = 0.90(5)$, emergen ecos de las resonancias originales, espaciados una cantidad igual a la frecuencia de la trampa de éstas. Esto sucede ya que el ancho de estos picos es mucho más fino que la frecuencia de modulación, lo que genera que estos picos se repliquen a ambos lados de los picos originales. Vale aclarar que, debido al campo magnético con el que se trabajó, el eco de la resonancia de la izquierda cae justo sobre la resonancia de la derecha, por lo cual a simple vista pareciera que hay 7 picos.

Nos proponemos ahora medir espectros de resonancias oscuras para distintas condiciones de micromoción del ion. Utilizamos el hecho de que la compensación del ion es muy sensible a las tensiones de los electrodos DC de la trampa para inducir micromoción en exceso. En la figura 7.6 mostramos mediciones realizadas variando el voltaje del electrodo DC superior encargado del confinamiento axial, lo cual hace que el ion se desplace en línea recta, y medimos distintos espectros de resonancias oscuras modulados por micromoción. Esta variación la hacemos en torno al valor óptimo obtenido mediante un algoritmo de compensación hecho previamente. Para cada posición del ion se midió un espectro de resonancias oscuras y se lo ajustó con el modelo que incluye modulación por micromoción. Del ajuste se obtuvo un valor para el factor de modulación β . A los costados de la figura mostramos 6 espectros con sus respectivos ajustes. El de abajo a la izquierda representa el caso con poca micromoción. Allí, podemos identificar las cuatro resonancias oscuras esperadas. Para los espectros restantes,

observamos los ecos de dichas resonancias oscuras, con mayor intensidad para valores de β mayores. En el centro de la figura graficamos los valores de β en función de los voltajes del electrodo. Como podemos apreciar, el punto óptimo se encuentra para $V_0 = -0.55(1)$ V. Allí, el valor de β es mínimo, pero no es cero. Esto implica que existen campos eléctricos espurios que desplazan la posición del ion del centro de la trampa.

Considerando que el ion describe una trayectoria rectilínea que no pasa por el centro de la trampa al variar el voltaje del electrodo V_e sino que pasa a una distancia mínima de y , que su posición varía linealmente con dicho voltaje de forma tal que es $\alpha_V(V_e - V_0)$, y que β es proporcional a la distancia del ion al centro de la trampa de forma tal que $\beta = \alpha_\beta r$ [56], podemos modelar las mediciones con una función hiperbólica de forma tal que

$$\beta(V_e) = \alpha_\beta \sqrt{\alpha_V^2(V_e - V_0)^2 + y^2} \quad (7.4)$$

El parámetro α_β puede entrar a la raíz cuadrada, por lo que el modelo tiene 3 parámetros libres. Ajustamos las mediciones con dicho modelo en el gráfico central de la figura 7.6. De este, extraemos el mínimo valor de β para esta trayectoria, el cual es $\beta_{min} = 0.30(5)$.

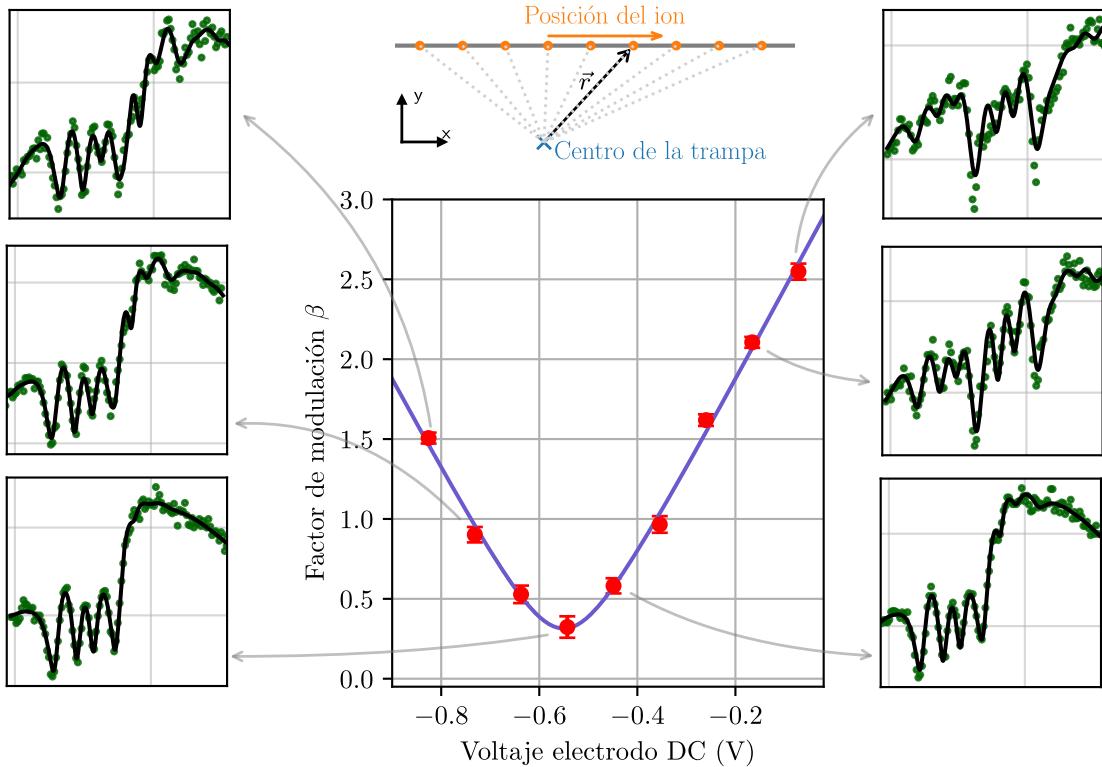


Figura 7.6: Espectros de resonancias oscuras con micromoción inducida al descompensar la posición del ion mediante el voltaje de uno de los electrodos DC. A los costados se aprecian los espectros adquiridos junto a sus ajustes utilizando el modelo descrito en la tesis. La posición del ion varía linealmente con el voltaje del electrodo, como se muestra en la parte superior de la figura. En el centro, los valores de β en función de dicho voltaje ajustados con la relación hiperbólica esperada.

7.2.1. Calentamiento RF

De los ajustes realizados en la medición de la figura 7.6 también extraemos un valor para la temperatura del ion. Con ello, aquí nos proponemos estudiar la dependencia de la temperatura con el factor de modulación β . Esta influencia tiene dos contribuciones principales. En primer lugar, el enfriamiento Doppler empeora debido a que la absorción de fotones en la transición de enfriamiento se ve alterada. En segundo lugar, emerge un proceso de calentamiento conocido como calentamiento por micromoción, o calentamiento RF, en el cual un ion descompensado sufre transferencia de energía del potencial de atrapado hacia su movimiento. Este fenómeno es perjudicial a la hora de trabajar con cristales de iones grandes en donde indefectiblemente habrá varios iones descompensados.

Para poder modelar el fenómeno de la termalización en presencia de micromoción escribimos una ecuación de balance de energía E en presencia de los mecanismos de enfriamiento y calentamiento correspondientes de forma tal que

$$\dot{E} = \dot{E}_{\text{Dop}} + \dot{E}_{\text{ret}} + \dot{E}_{\text{RF}}. \quad (7.5)$$

Allí, \dot{E}_{Dop} representa el mecanismo de enfriamiento Doppler dado por la interacción del átomo con los láseres, \dot{E}_{ret} es el mecanismo de calentamiento llamado por “retroceso” dado por la emisión aleatoria de un fotón cuando el ion decae al estado fundamental, y finalmente \dot{E}_{RF} es el calentamiento RF. Calcularemos ahora los tres términos por separado para finalmente dar una expresión de la temperatura final del ion bajo la influencia de estos tres mecanismos.

Enfriamiento Doppler

La modulación por micromoción modifica la absorción de fotones en la transición Doppler, lo cual ocasiona que la calidad del enfriamiento empeore [145]. Para calcular esto, escribimos primero la fuerza vinculada al mecanismo disipativo, la cual tiene la forma

$$\vec{F}_d = \hbar \vec{k} \Gamma \rho_{ee}(\Delta, \beta), \quad (7.6)$$

en donde \vec{k} es el vector de onda del láser responsable del enfriamiento Doppler, Γ es el ancho de línea de la transición de enfriamiento, y ρ_{ee} es la población del estado excitado, la cual es modulada por micromoción y depende tanto de la desintonía Δ como del factor de modulación β . Aproximaremos la dinámica por la de un sistema de dos niveles correspondiente a la transición S-P, la cual es la más relevante para el enfriamiento Doppler. Esto implica que la temperatura final del ion estará dada principalmente por el láser UV, la cual es una muy buena aproximación mientras que el láser IR se encuentre cerca de resonancia y la transición D-P esté muy saturada de forma tal de que los niveles D se despielen eficientemente.

En el límite de baja saturación de la transición S-P, la población del estado excitado es una suma de espectros Lorentzianos equiespaciados por la frecuencia de atrapado Ω_{RF} con pesos relativos proporcionales a las funciones de Bessel evaluadas en el factor de modulación de forma tal que

$$\rho_{ee}(\Delta, \beta) = \left(\frac{\mu E_0}{2\hbar} \right)^2 \sum_n \frac{J_n^2(\beta)}{(\Delta + n\Omega_{\text{RF}})^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (7.7)$$

en donde μ es el momento dipolar eléctrico de la transición y E_0 es el campo eléctrico del láser [50]. Aquí, Γ es del orden de la frecuencia de modulación, por lo que el comportamiento

del espectro de absorción con β es el de un ensanchamiento general y una reducción de la tasa de absorción en la transición, tal como describimos en el capítulo 1.

Para incluir el movimiento del átomo, consideramos velocidades \vec{v} bajas (es decir, el ion ya suficientemente frío) de forma tal que $|\vec{k} \cdot \vec{v}| \ll |\Delta|$. Con esto, podemos aproximar

$$\rho_{ee}(\Delta + \vec{k} \cdot \vec{v}, \beta) \sim \rho_{ee}(\Delta, \beta) + \frac{d\rho_{ee}(\Delta, \beta)}{d\Delta} (\vec{k} \cdot \vec{v}). \quad (7.8)$$

Considerando que $\langle \vec{v} \rangle = 0$ ya que el átomo se encuentra atrapado en un potencial armónico, la potencia de enfriado es

$$\dot{E}_{\text{Dop}} = \langle \vec{F}_d \cdot \vec{v} \rangle = -\hbar |\vec{k}|^2 \Gamma \frac{d\rho_{ee}(\Delta, \beta)}{d\Delta} \langle v_{\vec{k}}^2 \rangle, \quad (7.9)$$

en donde $v_{\vec{k}}$ es la velocidad del ion proyectada en la dirección de \vec{k} . Finalmente, como el láser es sensible únicamente al movimiento del ion en la dirección de propagación de éste, podemos relacionar el valor medio del cuadrado de la velocidad con la temperatura asumiendo que el ion se encuentra en un estado térmico de forma tal que $\frac{1}{2}m\langle v_{\vec{k}}^2 \rangle = \frac{1}{2}k_B T$. De esta forma, queda explícita la dependencia de \dot{E}_{Dop} tanto con la temperatura del ion como con β y Δ .

De esta expresión también resulta interesante su dependencia con la derivada de la población del estado excitado con la desintonía. Para que el mecanismo funcione como un enfriamiento, \dot{E}_{Dop} debe ser negativo. Eso implica que dicha derivada debe ser positiva. Si consideramos el caso sin modular, es decir un espectro lorentziano, esto ocurre únicamente para valores de desintonía negativos. Esto implica efectivamente que la frecuencia del fotón en el marco de referencia del laboratorio sea menor a la frecuencia de resonancia en el marco del ion, por lo que el mecanismo remueve energía cinética del ion en cada proceso de absorción-emisión. Si la desintonía del láser de enfriado es positiva, el láser no enfriará sino que por el contrario calentará al ion. Más aún, la tasa óptima de enfriamiento se encuentra para el valor de desintonía tal que la derivada del espectro allí sea máxima. Esto, en el caso sin modular, ocurre para $\Delta = -\Gamma/2$.

Calentamiento por retroceso

El calentamiento por retroceso es el mecanismo que balancea el enfriamiento Doppler tal que el ion alcanza una temperatura final finita. Éste se debe a la emisión espontánea de un fotón cuando el átomo está en el estado excitado. Esto causa una patada de retroceso del ion en una dirección aleatoria. La tasa a la que estos eventos ocurren es proporcional a la población del estado excitado, a la energía del fotón emitido y a la tasa a la que se emiten dichos fotones [44]. Esto resulta en

$$\dot{E}_{\text{rec}} = \frac{(\hbar |\vec{k}|)^2}{m} \Gamma \rho_{ee}(\Delta, \beta). \quad (7.10)$$

Calentamiento RF

El mecanismo de calentamiento por micromoción, o calentamiento RF, ocurre por la presencia de ruido eléctrico en componentes de frecuencia del potencial de atrapado en $\Omega_{\text{RF}} \pm$

ω_i , donde ω_i representa las frecuencias seculares del ion, es decir, su movimiento térmico. Esto causa una fuerza periódica ponderomotriz a frecuencia ω_i que agrega calentamiento adicional al movimiento del ion. Siguiendo [146], la tasa de calentamiento RF escala como

$$\dot{E}_{\text{RF}} \sim \left[\vec{\nabla} \left(\vec{E}^2(\vec{r}) \right) \right]^2 \sim \beta^2, \quad (7.11)$$

en donde \vec{E} es el gradiente del potencial de atrapado y representa el campo eléctrico generado por el mismo. Allí utilizamos que el desplazamiento del ion en la trampa es aproximadamente lineal con respecto a \vec{E} , y que el factor de modulación β es proporcional a dicho desplazamiento. Con estas consideraciones podemos expresar la tasa de calentamiento RF como

$$\dot{E}_{\text{RF}} = C_{\text{RF}} \beta^2, \quad (7.12)$$

en donde C_{RF} es un factor que depende de las condiciones experimentales, como la cantidad de ruido eléctrico en las bandas de frecuencia correspondientes, por lo cual se estimará de las mediciones.

Temperatura estacionaria

Con todas las contribuciones anteriores es posible encontrar el valor de temperatura estacionaria T_0 al pedir que $\dot{E} = 0$. La misma es

$$T_0 = \frac{\hbar}{k_B} \frac{\rho_{ee}(\beta, \Delta)}{\left(\frac{d\rho_{ee}(\beta, \Delta)}{d\Delta} \right)} + \frac{C_{\text{RF}}}{\left(\frac{\hbar|\vec{k}|^2 \Gamma k_B}{m} \right)} \frac{\beta^2}{\left(\frac{d\rho_{ee}(\beta, \Delta)}{d\Delta} \right)}. \quad (7.13)$$

De esta expresión, un primer chequeo puede ser realizado al ver el caso sin micromoción, es decir, $\beta = 0$. En este caso, para el valor de desintonía de óptimo enfriamiento, $\Delta = -\Gamma/2$, la temperatura final resulta

$$T_0 = \frac{\hbar\Gamma}{2k_b}. \quad (7.14)$$

Dicha expresión representa el límite Doppler, es decir, la temperatura mínima que se puede alcanzar mediante el mecanismo de enfriamiento Doppler.

En la figura 7.7 se muestra un gráfico de la temperatura del ion en función del parámetro de modulación β , ambos obtenidos de ajustes de los distintos espectros medidos. A primera vista se ve que la temperatura crece pronunciadamente con respecto a β . A los datos les ajustamos dos modelos. Primero, el modelo incluyendo calentamiento RF dado por la ecuación 7.13 en la curva sólida naranja. Por otro lado, incluimos además el ajuste al mismo modelo pero sin el efecto de calentamiento RF, es decir, con $C_{\text{RF}} = 0$, dejando sólo Δ como parámetro de ajuste. Esto lo hacemos de forma tal de ver si el modelo más simple es suficiente. Allí, la micromoción sólo afectará a la expresión de ρ_{ee} , es decir, modulando el espectro de absorción. Este último se muestra en la curva discontinua verde. Se puede apreciar que el modelo sin calentamiento RF no ajusta apropiadamente las mediciones para $\beta > 1$. Más aún, predice un decrecimiento de la temperatura con β para valores de β mayores a 2.4, en clara contradicción con los valores medidos.

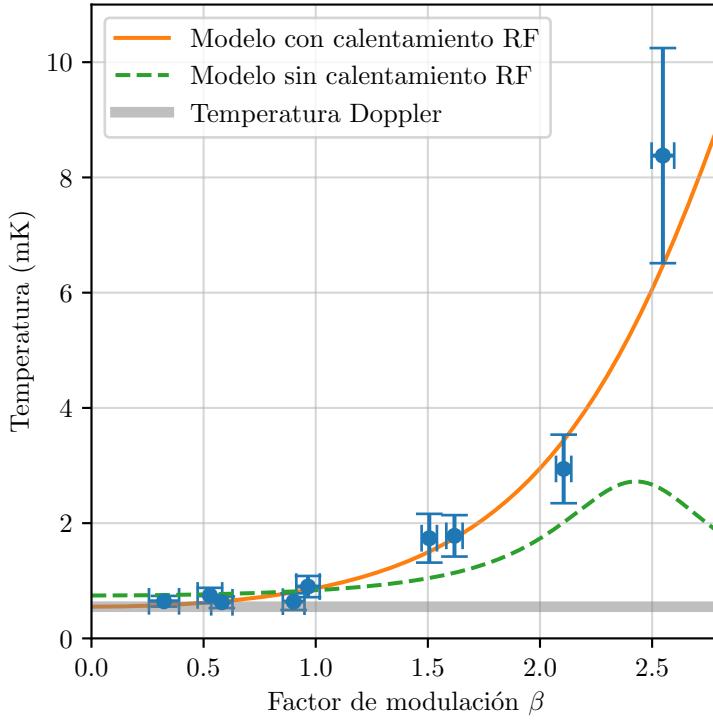


Figura 7.7: Gráfico de la temperatura del ion en función del factor de modulación β . Sobre el mismo, dos ajustes: uno con un modelo incluyendo calentamiento RF (curva naranja) y uno sin dicha inclusión (curva verde). Además, en gris, ilustramos el límite de enfriamiento Doppler.

Podemos ver que incluyendo el efecto de calentamiento RF podemos modelar apropiadamente el comportamiento creciente de T con β . De este ajuste obtenemos $\Delta = 2\pi \times -11.7(17)$ MHz, consistente con la desintonía del láser UV utilizada en los experimentos para enfriar el ion antes de cada medición. Por otro lado, obtenemos $C_{RF} = 8.4(32) \times 10^{-20}$ J/s. Podemos reescribirlo en términos de una tasa de calentamiento de fonones en cierto modo secular del ion [31]. Considerando uno de los modos seculares radiales de frecuencia $\omega = 2\pi \times 1$ MHz, dicha tasa de calentamiento resulta ser

$$\dot{n}_{RF} = 0.20(7) \times \beta^2 \text{ ph/s.} \quad (7.15)$$

Este resultado es razonable en función de resultados obtenidos por otros grupos [55].

7.3. Resonancias oscuras con tres láseres

Nos proponemos ahora estudiar el agregado de un láser IR adicional a la dinámica de forma tal de evitar efectos de bombeo óptico a estados oscuros D. Como explicamos en el capítulo 6, dado que la degeneración de los estados D es superior a la de los estados P, para ciertas polarizaciones del láser IR el ion caerá a estados oscuros. De esta manera, no es posible medir espectros de resonancias oscuras para una polarización arbitraria del láser

IR original, al cual llamaremos IR1. Agregando un segundo láser IR que despierte todos los estados D, llamado IR2, podemos en principio evitar el bombeo óptico y tener libertad de variar la polarización del IR1. Algunos trabajos similares se han hecho en experimentos con celdas de átomos neutros [147, 148, 149]. Utilizaremos aquí un único ion atrapado para ver el efecto que tiene el agregado del láser IR2 en los espectros de resonancias oscuras tanto en el límite de potencia de IR2 baja, en donde su rol principal estará en prevenir el bombeo óptico, como el límite de potencia alta, en donde tendrá un efecto de decoherencia sobre las resonancias oscuras ya presentes.

En primer lugar, en la figura 7.8, en las curvas inferiores de cada gráfico se muestra una medición de un espectro con un láser UV con polarización $\sigma_+ + \sigma_-$ y un único láser IR cuya polarización describe un ángulo α_{IR1} indicado en la parte superior de cada gráfico. En todos los casos además graficamos un ajuste a la curva en línea sólida con el modelo desarrollado en el capítulo 3. Para $\alpha_{\text{IR1}} = 90^\circ$ se observan las cuatro resonancias oscuras correspondientes. Para $\alpha_{\text{IR1}} = 15^\circ$ se observa una estructura más compleja en donde al costado de la resonancia de la derecha emerge una nueva pero el resto se dejan de resolver. En este caso hay un total de seis resonancias, pero por las potencias de los láseres elegidas y por la magnitud del campo magnético utilizado no se llegan a resolver individualmente (un desarrollo detallado de esto se encuentra en el apéndice B). Finalmente, en el último caso en donde $\alpha_{\text{IR1}} = 5^\circ$, el cual es cercano a 0° , es decir, polarización π , deberían emerger dos resonancias oscuras. Sin embargo, todo el espectro tiende a apagarse. Esto se debe a que para esta polarización los subestados D con $m_j = \pm 3/2$ no se despiertan, y terminan poblándose por bombeo óptico deteniendo el ciclo de fluorescencia. Para $\alpha_{\text{IR1}} = 0^\circ$, dichos estados son efectivamente estados oscuros del sistema que se pueblan y el ion no brilla. Por todo esto, es evidente que uno no puede variar la polarización del láser IR libremente para medir las resonancias oscuras que corresponden a cada polarización, ya que los efectos de bombeo óptico afectan a la fluorescencia general del ion.

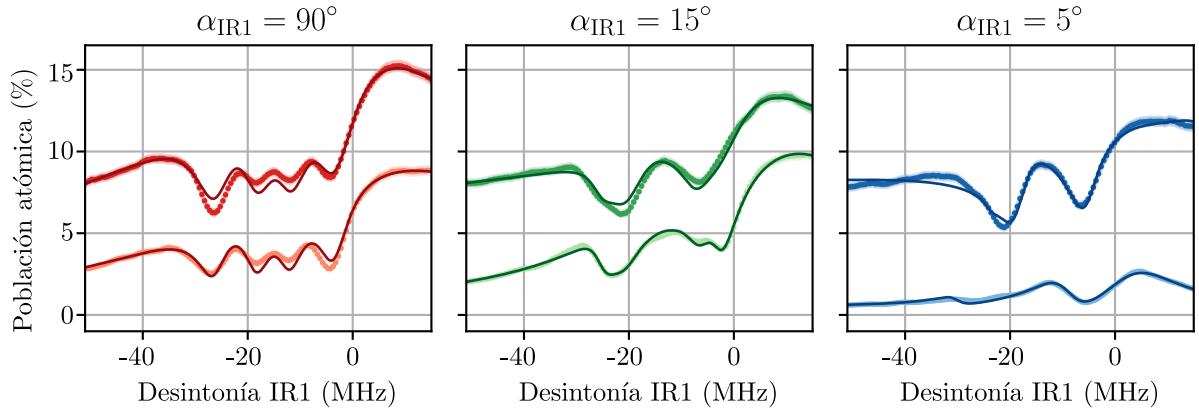


Figura 7.8: Espectros de resonancias oscuras para tres polarizaciones diferentes del láser IR1, tanto para el IR2 apagado (curva inferior) como prendido (curva superior). Para todos los casos, $s_{\text{UV}} = 0.68(2)$, $s_{\text{IR}} = 7.6(2)$ y $\Delta_{\text{UV}} = -14.7(1)$ MHz.

En la curva superior de cada gráfico de la figura 7.8 mostramos una medición del espectro de resonancias oscuras correspondiente pero con un láser tenue IR2 prendido con polarización $\sigma_+ + \sigma_-$. Para estas mediciones se utilizó como fuente de IR2 el láser TISA, y como fuente de

IR1 al láser de diodo. Para los dos primeros casos, $\alpha_{\text{IR1}} = 90^\circ$ y $\alpha_{\text{IR1}} = 15^\circ$, el principal efecto del segundo IR es elevar la fluorescencia total del ion. Sin embargo, para el tercer caso con $\alpha_{\text{IR1}} = 5^\circ$, vemos que el espectro se ve bien definido únicamente con el láser IR2 prendido. En este caso, efectivamente el láser extra evita el bombeo hacia subestados D con $m = \pm 3/2$ y nos permite recuperar el espectro de dos resonancias oscuras predicho para el láser IR1 con polarización π . En efecto, esto muestra que un láser adicional en la transición D-P evita bombeo óptico hacia subniveles D que no se encuentran conectados al estado excitado por el láser IR1 para ciertas polarizaciones. De manera análoga, si el láser IR1 tuviera polarización puramente σ_+ o puramente σ_- , en cuyos casos también habría dos resonancias oscuras pero bombeo óptico indeseado hacia subestados D, un segundo láser de rebombeo IR2 permitiría la observación de dichos pares de resonancias.

7.3.1. Decoherencia de resonancias oscuras

Ahora consideramos el límite en donde la intensidad del láser IR2 es comparable con la del IR1. En este caso, la estructura de resonancias oscuras creada por el IR1 y el UV se verá alterada por los efectos del láser IR2. Puntualmente, éste afectará la coherencia de los estados oscuros creados. En este caso, ambos láseres IR competirán para generar y romper las coherencias generadas a través de mecanismos disipativos de absorción y emisión de fotones. Este efecto es ilustrado en la figura 7.9. Allí, la polarización del láser IR1 es fijada a $\sigma_+ + \sigma_-$, es decir, a 90° respecto al campo magnético, generando cuatro resonancias oscuras en su interacción con el láser UV. Como vimos anteriormente, cada una de estas resonancias vincula un subestado S con un subestado D. Al encender el láser IR2, a medida que su potencia se vuelve comparable a la del IR1 se puede apreciar que algunas de las resonancias oscuras pierden profundidad, sufriendo un proceso de decoherencia debida al láser IR2. En ambos gráficos, la curva de color más claro denota una medición con el láser IR2 apagado, y las curvas con color más oscuro representan una mayor potencia de IR2. En el gráfico de la izquierda, la polarización del IR2 es muy cercana a π siendo su ángulo con el campo magnético de 5° . Allí, vemos que éste ejerce decoherencia sobre las dos resonancias oscuras centrales, las cuales involucran subestados D con $m_j = \pm 1/2$, que son los subestados que, con esta polarización, son conectados con estados P por el IR2. De la misma manera, en el gráfico de la derecha la polarización del láser IR2 es $\sigma_+ + \sigma_-$, es decir, alineada a 90° respecto a \vec{B} . Aquí, las cuatro resonancias oscuras sufren decoherencia simultáneamente. En todos los casos, sobre las mediciones se grafica un ajuste utilizando el modelo de CPT con tres láseres. De los mismos, podemos extraer los parámetros experimentales de cada medición. En todos los casos $\Delta_{\text{UV}} = -14.6(2)$ MHz, $s_{\text{UV}} = 0.65(2)$ y $s_{\text{IR1}} = 7.43(16)$. Para el primer caso, los tres valores de parámetros de saturación de IR2 son $s_{\text{IR2}} = \{0, 1.61(2), 7.23(21)\}$ y la desintonía del mismo es $\Delta_{\text{IR2}} = 52.3(31)$ MHz. Para el segundo caso, se obtiene $s_{\text{IR2}} = \{0, 2.68(11), 9.31(30)\}$, con $\Delta_{\text{IR2}} = 30.6(5)$ MHz.

7.3.2. Polarimetría utilizando resonancias oscuras

Debido a que tanto la forma, como la ubicación y la cantidad de las resonancias oscuras que emergen en los espectros depende fuertemente de la relación entre la polarización de los haces involucrados con el campo magnético externo aplicado, dichos espectros proveen información

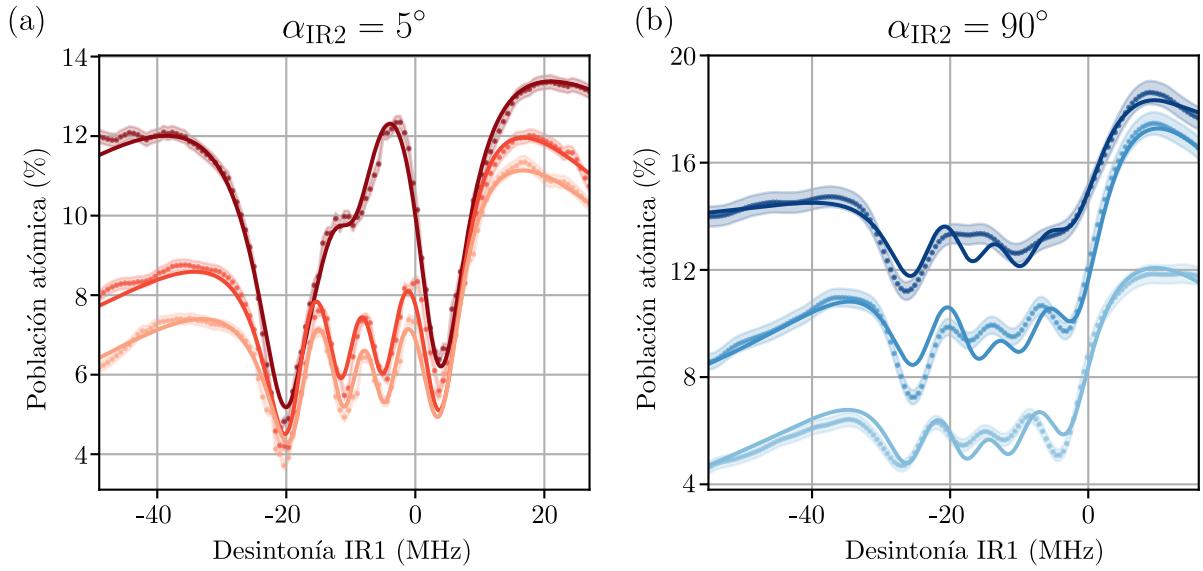


Figura 7.9: Efecto del encendido del láser IR2 en espectros de cuatro resonancias oscuras. Para todos los casos, sobre los datos se grafica en línea sólida un ajuste utilizando el modelo de tres láseres. (a) Para $\alpha_{IR2} = 5^\circ$, se decoheren las dos resonancias oscuras del medio, mientras que las del costado son poco afectadas. (b) Si $\alpha_{IR2} = 90^\circ$, la decoherencia ocurre en las cuatro resonacias oscuras.

sobre la polarización en las tres direcciones espaciales (3D) de los campos eléctricos de los haces que intervienen. Como el tamaño del paquete de onda de un ion frío atrapado está en el rango entre 10 y 100 nm, es posible usar esta técnica para construir un polarímetro 3D de alguno de los haces involucrados. Presentamos aquí dos maneras de llevar a cabo dicha realización.

En primer lugar, utilizando los espectros CPT con tres láseres, para obtener información sobre la polarización del láser IR1, que es el láser cuya frecuencia se barre, prendemos un láser IR2 de baja potencia desintonizado al azul del espectro para evitar su interacción con el láser UV, el cual estará desintonizado al rojo. Como mostramos anteriormente, el número y las profundidades de las resonancias oscuras que emergen dependen fuertemente del ángulo α_{IR1} entre la polarización del láser IR1 y \vec{B} . Y, gracias al constante rebombo del láser IR2, es posible observar resonancias oscuras para todo valor de α_{IR1} evitando fenómenos de bombeo óptico. Para extraer la información de dicha polarización de estos espectros consideramos dos límites. Si \vec{B} es lo suficientemente alto como para separar las 6 posibles resonancias oscuras que puede haber en esta configuración, caracterizar la profundidad de cada una de ellas provee directamente información de la polarización del haz. Por otro lado, si \vec{B} no es lo suficientemente alto, este método se basa en el ajuste al espectro utilizando el modelo desarrollado.

Otro método para hacer polarimetría sobre uno de los haces es utilizar el efecto de decoherencia de resonancias oscuras que efectúa un láser IR2 sobre un espectro dado. Según qué resonancias sufren decoherencia, y cuantificando cuánto, es posible estimar qué transiciones conecta el láser IR2 y, con ello, su polarización. Esto trae dos ventajas con respecto al método anterior. En primer lugar, para $s_{IR2} = 0$, es decir, sólo con el láser IR1, podemos medir un

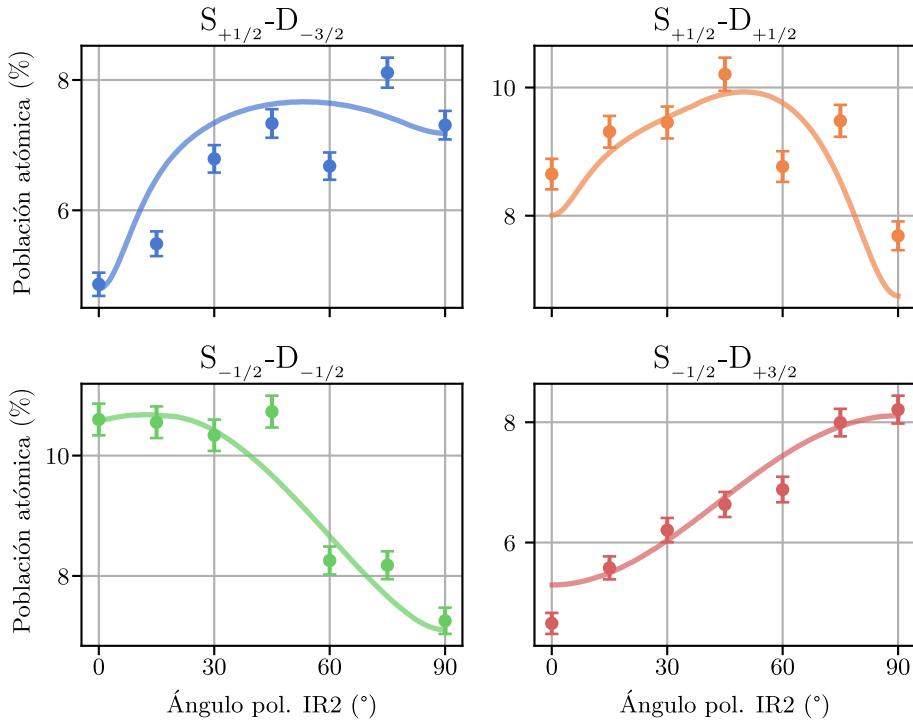


Figura 7.10: Decoherencia de resonancias oscuras en función de la polarización del láser IR2. Cada curva muestra la fluorescencia a la frecuencia que corresponde a cada una de las cuatro resonancias oscuras de la figura 7.1 en función del ángulo de la polarización del láser IR2 con respecto a \vec{B} . Los puntos son extraídos de las mediciones, mientras que las líneas sólidas son curvas teóricas simuladas con parámetros extraídos de las mediciones.

espectro de referencia del cual extraer todos los parámetros experimentales relevantes que no tienen que ver con el láser de interés. Por otro lado, es suficiente con observar inicialmente cuatro resonancias oscuras, por lo cual este método es más robusto ante el espacio de parámetros en el que funciona.

Para cuantificar el ángulo de polarización del láser IR2, α_{IR2} , medimos el valor de fluorescencia en el mínimo de cada una de las cuatro resonancias oscuras para distintos valores de α_{IR2} . Estos resultados los podemos ver en la figura 7.10, en donde realizamos cuatro gráficos, cada uno representando una de las cuatro resonancias oscuras. En cada caso, indicamos en la parte superior qué resonancia oscura representa según qué estados S y D conecta. Allí, las mediciones se representan con círculos con su barra de error. Además, graficamos una simulación hecha con el modelo teórico y los parámetros obtenidos utilizando dos ajustes: primero, un ajuste con el IR2 apagado en donde obtenemos todos los parámetros experimentales; en segundo lugar, un espectro con el IR2 prendido para obtener su parámetro de saturación y su desintonía. Podemos ver que los datos experimentales medidas están en buen acuerdo con las simulaciones teóricas hechas. A pesar de que el comportamiento de la profundidad de dos de las resonancias oscuras es no monótono con respecto a α_{IR2} para estos parámetros, considerando las 4 resonancias es posible hacer un mapeo entre la profundidad de las resonancias oscuras con α_{IR2} . De esta manera, es factible realizar una polarimetría de un haz linealmente

polarizado.

Este método puede ser extendido para realizar la caracterización de haces con polarización circular o elíptica. La diferencia principal está vinculada con cuáles son las resonancias oscuras que sufren decoherencia. Por ejemplo, para luz polarizada σ_+ éstas serían una del medio y una de los costados en lugar de las dos del medio. De esta manera, descomponiendo la polarización de un haz en π , σ_+ y σ_- , identificando cuál es el par de resonancias oscuras que sufren decoherencia y cuantificando este efecto, es posible obtener información de la polarización del haz. Y si a esto se lo combina con múltiples mediciones modificando la dirección de \vec{B} , es posible realizar una tomografía 3D de la polarización del haz. Esto puede ser particularmente útil, por ejemplo, para realizar caracterizaciones del perfil de polarización de haces vectoriales, cuya polarización no es homogénea en el plano. Este tipo de haces, además, cuando son enfocados a diámetros chicos tienen comportamientos contraintuitivos. Por ejemplo, un haz radialmente polarizado al ser enfocado cerca del límite de difracción posee intensas componentes de campo eléctrico polarizado longitudinalmente en su centro [150, 151]. Estos efectos se suelen manifestar con mayor intensidad típicamente para haces enfocados por debajo de los $5 \mu\text{m}$, y suelen requerir sensores nanométricos para ser caracterizados. Utilizar iones individuales atrapados puede ser particularmente útil para realizar esta tarea.

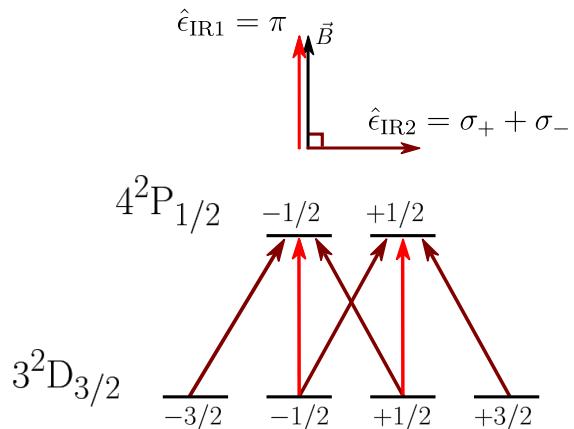


Figura 7.11: Subsistema de niveles $3^2\text{D}_{3/2} \leftrightarrow 4^2\text{P}_{1/2}$ excitado por un láser IR1 con polarización π y un láser IR2 con polarización $\sigma_+ + \sigma_-$. Esta configuración genera en el espectro atómico dos resonancias oscuras entre subestados D.

7.4. Resonancias oscuras entre subestados D

Las resonancias oscuras analizadas hasta ahora representan superposiciones entre un estado S y un estado D efecto de los distintos subsistemas de 3 niveles que se pueden formar con los 8 niveles. Sin embargo, al haber presencia de dos láseres IR, también existen posibles superposiciones entre estados D que se pueden generar. Por ende, en el espectro completo, además de resonancias oscuras S-D aparecen resonancias oscuras D-D, dadas por superposiciones entre subestados D. Para observarlas, acercamos el valor de $\Delta_{\text{IR}2}$ al rango de escaneo de $\Delta_{\text{IR}1}$ y medimos espectros CPT como antes.

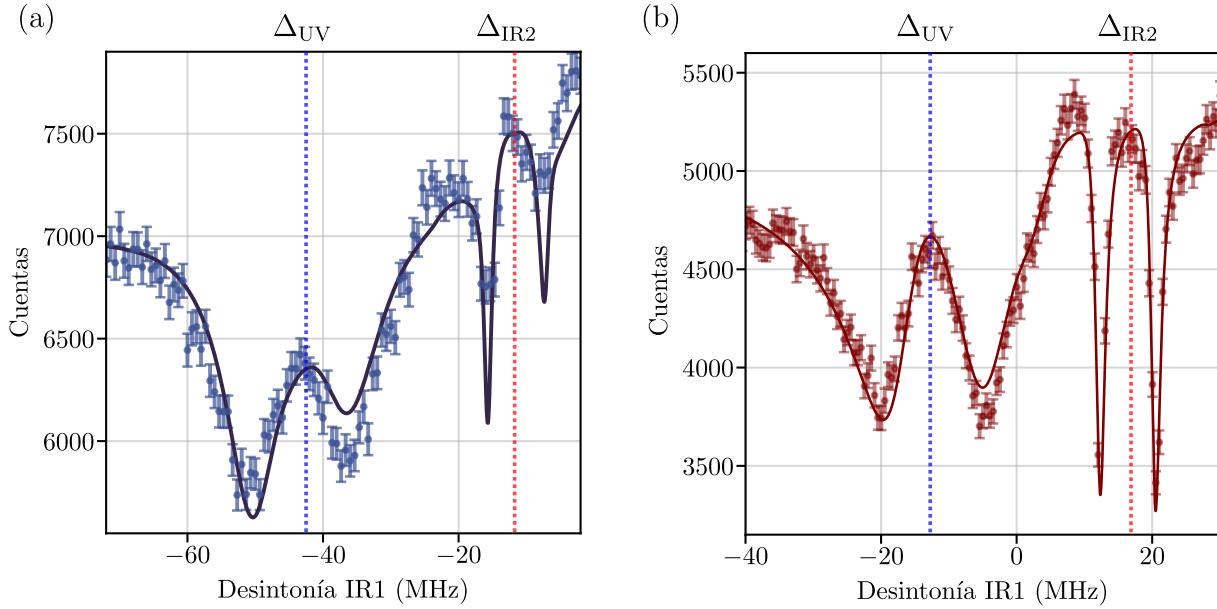


Figura 7.12: Espectros completos de resonancias oscuras en donde se aprecian dos resonancias dadas por superposición entre subniveles S-D centradas en el valor de Δ_{UV} (a la izquierda de cada gráfico) y dos resonancias dadas por superposición entre subniveles D-D centradas en Δ_{IR2} (a la derecha de cada gráfico). En el gráfico de la izquierda, los láseres IR provienen de fuentes láser distintas, mientras que en el de la derecha provienen de la misma fuente.

Eligiendo la configuración de polarizaciones dada en la figura 7.11, en donde $\hat{\epsilon}_{IR1} = \pi$ y $\hat{\epsilon}_{IR2} = \sigma_+ + \sigma_-$, con $\hat{\epsilon}_{UV} = \sigma_+ + \sigma_-$, en la figura 7.12 podemos ver dos mediciones de espectros de resonancias oscuras al barrer la desintonía del láser IR1. En ambas podemos ver que, además de las dos resonancias S-D que emergen a la izquierda del gráfico, centradas en Δ_{UV} , aparecen dos resonancias adicionales centradas en Δ_{IR2} . Las mismas emergen como consecuencia de la superposición entre subestados D generada por ambos láseres IR. Si bien rigurosamente hay 4 posibles estados oscuros formados entre subestados D, dos de ellos se superponen dando lugar a la resonancia de la izquierda, y los otros dos dan lugar a la resonancia de la derecha. Un cálculo explícito de la ubicación de las resonancias oscuras en esta configuración está desarrollado en detalle en el apéndice B.

La diferencia entre las dos mediciones de la figura 7.12 radica en la fuente láser utilizada para cada láser IR. En primer lugar, utilizando como fuente láser para cada IR un láser distinto, que incluye todas las mediciones presentadas hasta este punto, obtenemos la figura 7.12(a). Allí podemos ver, principalmente, que las resonancias oscuras D-D medidas son mucho más anchas y menos profundas que las predichas por el modelo teórico, graficado en línea sólida sobre las mediciones. Esto es atribuible al hecho de que como ambos láseres provienen de fuentes distintas hay un desfasaje mutuo que proviene de fluctuaciones de fase entre ambos láseres. Esto contribuye a la decoherencia de dichos estados oscuros y, por ende, hace que el ion fluoresca más en las resonancias oscuras.

Para analizar con más detalle estas resonancias, procedimos a realinear la óptica de forma tal que el láser IR2 salga de la misma fuente que el láser IR1, siendo ésta el láser de diodo ECDL de 866 nm. A la mitad del camino óptico dividimos en dos el haz con un divisor de

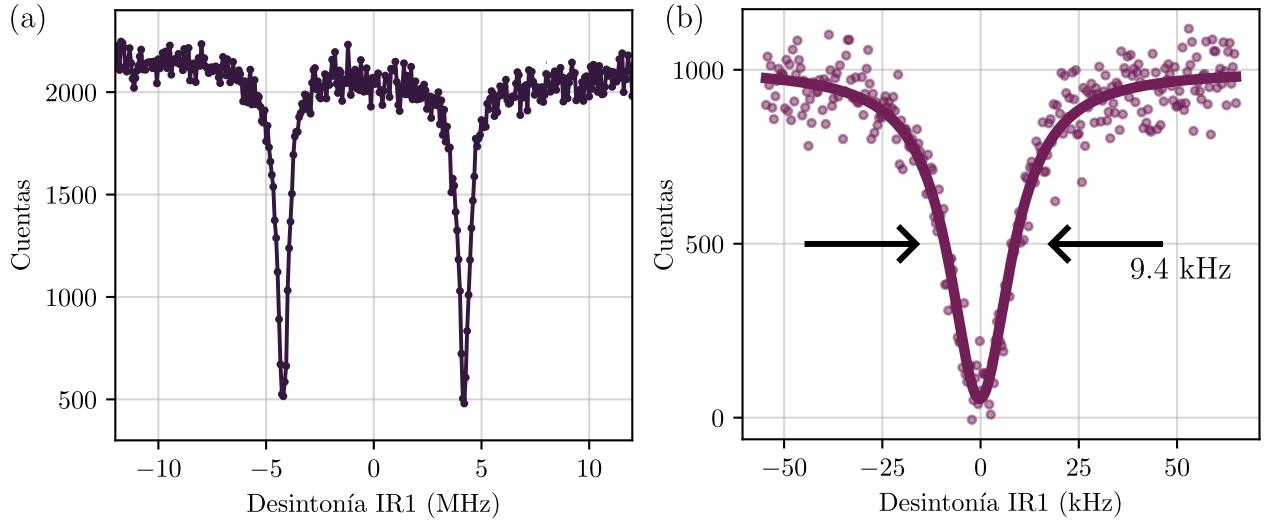


Figura 7.13: (a) Resonancias oscuras D-D en configuración colineal utilizando la misma fuente de luz para ambos láseres IR. Utilizando $\hat{\epsilon}_{\text{IR}1} = \pi$ y $\hat{\epsilon}_{\text{IR}2} = \sigma_+ + \sigma_-$, emergen dos resonancias oscuras en el espectro. (b) Como el único mecanismo de ensanchamiento presente en este esquema es por potencias, utilizando potencias muy bajas se pueden alcanzar resonancias de anchos por debajo de los 10 kHz.

haz por polarización (PBS) y enviamos cada haz a un AOM distinto en configuración de doble paso para su control independiente en frecuencia y potencia. Realizando una medición similar a la anterior, obtenemos la curva de la figura 7.12(b). Allí podemos ver que ahora las resonancias D-D son mucho más finas y profundas que en el caso anterior, ya que minimizamos drásticamente las fluctuaciones mutuas de fase entre ambos IR debido a que la longitud de coherencia entre estos haces es ahora mucho mayor que el camino óptico recorrido por ellos. De esta manera, vemos que el modelo predice mucho mejor la forma de estas resonancias oscuras.

Una característica muy interesante de estas resonancias oscuras es que como los láseres involucrados tienen longitudes de onda muy similares, su sensibilidad al movimiento del ion está dada por la diferencia de sus vectores de onda $\vec{k}_{\text{IR}2}$ y $\vec{k}_{\text{IR}1}$ de forma tal que

$$\Gamma \propto |\vec{k}_{\text{IR}2} - \vec{k}_{\text{IR}1}| = \left(\frac{2\pi}{866 \text{ nm}} \right) \sqrt{2(1 - \cos(\alpha))}, \quad (7.16)$$

en donde α es el ángulo que describen entre sí dichos vectores de onda. Esto implica que estas resonancias oscuras serán en particular sensibles a la temperatura del ion solamente si los haces no son colineales, es decir, si $\alpha \neq 0$, siendo máxima su sensibilidad para haces propagándose con direcciones a 90° entre sí. De esta manera, es posible sintonizar la sensibilidad de estas resonancias oscuras al movimiento térmico del ion al variar el ángulo entre ambos láseres IR.

Para el caso en donde $\alpha = 0$, es decir, haces colineales (que abarca todas las mediciones de esta tesis), estas resonancias se vuelven completamente insensibles a todo movimiento del ion, por lo cual no sufren ni ensanchamiento por temperatura ni modulación por micromoción. Su ensanchamiento se vuelve únicamente dependiente de la potencia de ambos

haces involucrados. En la figura 7.13(a) graficamos un espectro haciendo foco en el par de resonancias D-D. Para ello, establecimos $\Delta_{\text{UV}} \sim 2\pi \times -40$ MHz. Esto hace que el espectro se aplane. Esta configuración será la que utilizaremos para hacer las mediciones del capítulo siguiente, en donde estudiaremos un esquema para hacer que estas resonancias sean sensibles al movimiento del ion usando haces estructurados.

Por otro lado, en la figura 7.13(b) mostramos que bajando mucho las potencias de ambos láseres IR logramos obtener resonancias oscuras D-D muy finas, incluso por debajo de 10 kHz, lo cual es particularmente interesante considerando que las transiciones involucradas son dipolares y tienen anchos naturales de ~ 20 MHz.

Finalmente, en la figura 7.14 mostramos cómo depende la forma de estas resonancias con las potencias de los distintos láseres, teniendo en cuenta el rol que juega cada uno en la dinámica atómica. En primer lugar, en la figura 7.14(a) mostramos espectros para distintos valores de potencias del láser IR1, P_{IR1} , manteniendo la potencia del UV P_{UV} y la del IR2 P_{IR2} constantes. Se puede apreciar cómo para mayor P_{IR1} la luz general dispersada por el ion es mayor. Para valores bajos de P_{IR1} no hay resonancias oscuras y la dispersión de luz es muy pequeña. Esto se debe a que la polarización del láser IR2 es π , por lo cual hay bombeo óptico hacia subestados D y el ion deja de fluorescer. Al encender progresivamente el láser IR1 cuya polarización es $\sigma_+ + \sigma_-$, la luz absorbida por el ion es cada vez mayor y emergen las dos resonancias oscuras esperadas. Sin embargo, para un valor muy grande de P_{IR1} , las mismas comienzan a desaparecer nuevamente hasta que para el valor máximo de P_{IR1} medido las resonancias desaparecieron por completo. Esto se debe a que dicho láser pasa a dominar la dinámica rompiendo así la coherencia de las resonancias. En la figura 7.14(b) graficamos la profundidad D_{DR} de la resonancia oscura de la derecha, marcada en sombreado gris, en función del cociente de las potencias de los láseres IR. Definimos la profundidad como

$$D_{\text{DR}} = 1 - \frac{F_{\text{DR}} - b}{F_{\infty} - b}, \quad (7.17)$$

en donde F_{DR} es el valor de fluorescencia en la resonancia, F_{∞} es el valor de fluorescencia lejos de ella y b es la cantidad de luz de fondo medida apagando los láseres IR de forma tal que el ion no fluoresca. De esta manera, en ausencia de resonancia, $D_{\text{DR}} = 0$, mientras que $F = 1$ si la fluorescencia medida en la resonancia es igual a la cantidad de luz de fondo, lo que implica que allí la fluorescencia del ion es nula. Cada profundidad corresponde a una de las curvas de la izquierda según su color. Podemos ver que la profundidad tiene un máximo cuando $P_{\text{IR1}} \sim P_{\text{IR2}}$, es decir, cuando el estado oscuro formado tiene pesos relativos iguales de los dos subestados involucrados.

Por otro lado, en las figuras 7.14(c) y (d) repetimos el análisis fijando las potencias de los láseres IR de forma tal que $P_{\text{IR1}} = P_{\text{IR2}}$, y variando la potencia del láser UV. En este caso podemos ver que para valores de P_{UV} chicos la fluorescencia del espectro tiende a anularse, y por ende no hay resonancias oscuras. Esto se debe a que los niveles S no son eficientemente despoblados, por lo cual la población atómica está mayormente allí lo cual no da lugar a la generación de resonancias oscuras entre subestados D. Sin embargo, para valores de P_{UV} grandes las resonancias oscuras crecen y tienden a tener una profundidad dada, establecida finalmente por las potencias de los láseres IR. Esto sucede ya que al saturar la transición S-P la población atómica es constantemente bombeada a los subestados D, y consecuentemente preparada en las superposiciones correspondientes.

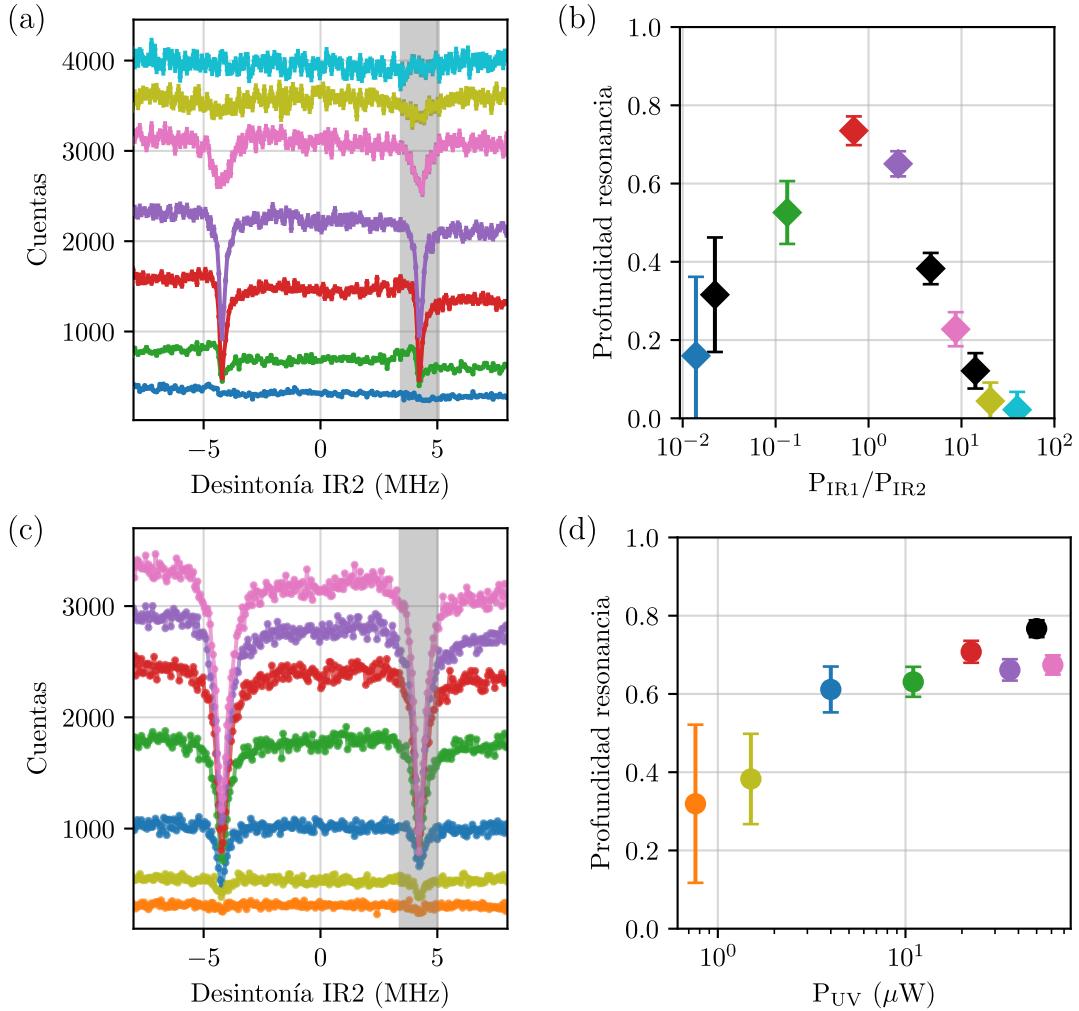


Figura 7.14: (a) Resonancias oscuras D-D en función de la potencia del láser IR1. Vemos que tanto para potencias muy bajas como muy altas, las resonancias pierden contraste. (b) Profundidad de la resonancia sombreada en gris en función de la relación entre las potencias de los láseres IR. Vemos que tiene un máximo cuando $P_{\text{IR}1} \sim P_{\text{IR}2}$. (c) Resonancias oscuras en función de la potencia del láser UV en donde fijamos $P_{\text{IR}1} = P_{\text{IR}2}$. En este caso, para potencias UV altas, el contraste tiende a un valor máximo. (d) Profundidad de la resonancia señalada en función de la potencia del láser UV, en donde se aprecia que ésta no decrece sino que tiende a un valor constante que estará dado finalmente por la relación entre las potencias IR.

7.4.1. Medición de la estabilidad del campo magnético

Para finalizar, como aplicación adicional, mostramos cómo estimar derivas del campo magnético sobre el ion midiendo la separación entre las resonancias oscuras en función del tiempo. Para este fin utilizamos el hecho de que para potencias de IR bajas, las resonancias entre subestados D pueden ser muy finas, lo cual permite caracterizar con precisión el campo magnético sobre un único ion atrapado. Como la separación en frecuencia entre las dos resonancias D-D, $\Delta_{\text{DR}2} - \Delta_{\text{DR}1}$, depende exclusivamente de la magnitud del campo magnético B , medimos sucesivamente espectros de resonancias oscuras D-D a lo largo de toda una noche por el lapso de 12 horas. De cada espectro extrajimos la separación entre las resonancias, y la convertimos a campo magnético utilizando que

$$\Delta_{\text{DR}2} - \Delta_{\text{DR}1} = \frac{8}{5} 1.4 \text{ MHz/G} \times B. \quad (7.18)$$

En el apéndice B se explica con más detalle este cálculo. De esta manera, podemos estimar el campo magnético para cada curva. En la figura 7.15 graficamos el campo magnético obtenido de cada espectro en función del tiempo en el que se midió dicho espectro. En primer lugar vemos que las mediciones tienen una dispersión de alrededor de 0.005 G vinculada a la resolución a la hora de determinar el valor de desintonía de las resonancias oscuras. Por otro lado, vemos hay una tendencia de deriva lenta en el campo magnético, desde 3.72 G hasta 3.68 G, constituyendo una variación del 1% en el lapso de tiempo medido. Si se quisiera trabajar con operaciones coherentes utilizando estados cuyas frecuencias de transición dependen del valor de campo magnético, sería necesario o bien efectuar una estabilización activa del mismo, o aislar todo el sistema de campos magnéticos externos con, por ejemplo, mu-metal.

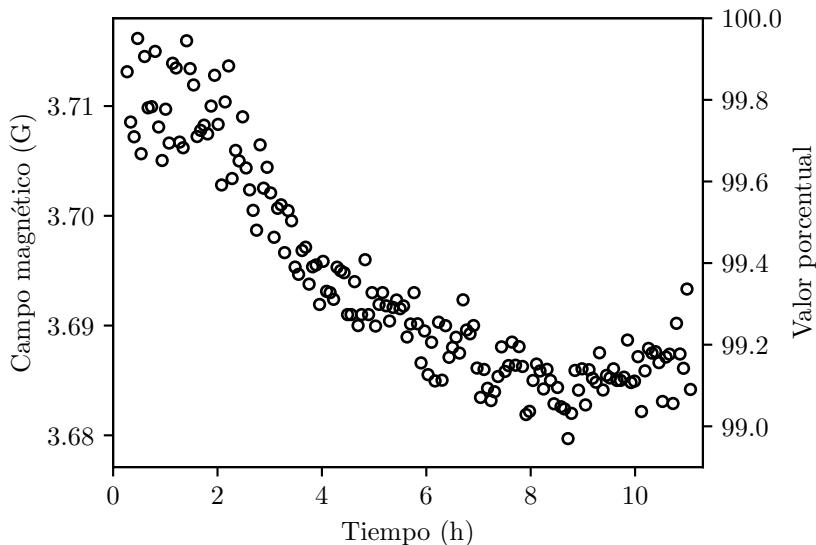


Figura 7.15: Deriva de campo magnético sobre el ion en función del tiempo medida con la separación entre las dos resonancias D-D.

Capítulo 8

Medición de efecto Doppler rotacional con un único ion

En este capítulo describimos una aplicación de la técnica de atrapamiento coherente de población descripta en el capítulo anterior para detectar efecto Doppler rotacional con un único ion atrapado. El mismo es característico de átomos en movimiento interactuando con haces Laguerre-Gauss cuyo vector de onda instantáneo no es paralelo al eje de propagación del haz. El corrimiento Doppler de un átomo en movimiento al ser incidido por un haz de este tipo posee componentes transversales además de la componente longitudinal que aparece para haces gaussianos. Aquí mostramos cómo utilizar la técnica espectroscópica descripta en el capítulo anterior para, mediante transiciones de dos fotones, deshacernos de todos los términos longitudinales, típicamente dominantes, de forma tal de hacer que la técnica sea únicamente sensible al efecto Doppler correspondiente a la velocidad azimutal del ion con respecto a la dirección de propagación del láser. Los resultados presentados en este capítulo fueron condensados en un trabajo aceptado en la revista Physical Review Letters.

8.1. Efecto Doppler rotacional

Los haces Laguerre-Gauss (LG), también llamados haces vórtice, son haces estructurados que poseen varias características particulares. En primer lugar, el perfil de intensidad de éstos tiene simetría cilíndrica, y su perfil en la dirección radial \hat{r} está modulado, según su nombre lo indica, por polinomios de Laguerre generalizados. La componente espacial de la amplitud del campo eléctrico de estos haces, tomando coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) respecto a la dirección de propagación del haz \hat{z} , tiene la forma

$$E(r, z)_{\text{LG}_{p,l}} \propto \left(\frac{\sqrt{2}r}{w(z)} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) e^{il\phi} e^{ikz} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{-i\frac{kr^2 z}{2(z^2+z_R^2)}} e^{-i(2p+|l|+1)\frac{z}{z_R}} \quad (8.1)$$

Allí, $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ es la longitud de Rayleigh del haz, y ω_0 es el radio del haz en el foco. Por otro lado, $w(z) = w_0\sqrt{1+(z/z_R)^2}$ es el radio del haz a distancia z del foco. En su expresión se encuentra el polinomio de Laguerre generalizado $L_p^{|l|}$ caracterizado por dos números enteros p y l . El número p , denominado índice radial, está vinculado a la cantidad de ceros

que posee el polinomio en dicha dirección. Por otro lado, el número l , denominado índice azimutal o helicidad, está principalmente vinculado a la dependencia azimutal de la fase debido al factor $e^{il\phi}$. Dicho número es conocido además como carga topológica del haz, y está directamente vinculado al momento angular orbital del mismo [86]. Esto hace, además, que el campo eléctrico posea un gradiente azimutal característico de este tipo de haces. Luego, en la expresión aparecen dos factores vinculados a la propagación de haces gaussianos (e^{ikz}) y al decaimiento exponencial de su intensidad ($e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}}$). Finalmente, los últimos dos factores se corresponden a términos de curvatura y a la fase de Gouy del haz LG respectivamente. En el caso particular de $p = 0$ y $l > 0$, el perfil de intensidad del haz se asemeja al de una dona, ya que la intensidad se anula sólo en su centro y no posee ceros en la dirección radial. Además, cerca del cero, $L_0^{|l|} \sim 1$, por lo que allí el campo eléctrico del haz es proporcional a $r^{|l|}$. Como la intensidad es el cuadrado del campo, para $l = 1$ el crecimiento de la intensidad con r cerca del centro es proporcional a r^2 , mientras que para $l = 2$ es proporcional a r^4 . Esto se refleja en que la región de penumbra del centro del haz sea mayor para mayor valor de l , lo cual se ve en la figura 1.4 de la introducción.

Si un átomo con velocidad \vec{v} interactúa con un haz vórtice propagándose en la dirección \hat{z} , el corrimiento Doppler presente es distinto al caso de un átomo interactuando con una onda plana. Al tomar el gradiente en coordenadas cilíndricas de la fase de la expresión explícita del campo del haz, es posible mostrar que el corrimiento Doppler en este caso tiene la forma [152]

$$\begin{aligned}\delta_{LG} = & - \left[k + \frac{kr^2}{2(z^2 + z_R^2)} \left(\frac{2z^2}{z^2 + z_R^2} - 1 \right) - \frac{(2p + |l| + 1)z_R}{z^2 + z_R^2} \right] v_z \\ & - \left(\frac{krz}{z^2 + z_R^2} \right) v_r - \left(\frac{l}{r} \right) v_\phi,\end{aligned}\quad (8.2)$$

en donde v_z , v_r y v_ϕ son las componentes longitudinal, radial y azimutal, respectivamente, de la velocidad del átomo. El primer término de dicha expresión tiene, primero, la componente kv_z bien conocida. Existen también dos términos longitudinales adicionales vinculados a la curvatura del haz, uno propio de haces gaussianos y otro de la fase de Gouy del haz Laguerre-Gauss. Sin embargo, ambos son típicamente mucho menores al primero. Por otro lado, la expresión contempla una contribución proporcional a v_r , también dado por la curvatura del haz. Finalmente, el último término proporcional a v_ϕ es un término que emerge puramente de la estructura de este tipo de haz. Este término evidencia sensibilidad a la velocidad azimutal del átomo con respecto a la dirección de propagación del haz, por lo cual se lo denomina **corrimiento Doppler azimutal**, conocido también como **efecto Doppler rotacional** (RDE). El mismo posee dos particularidades. La primera es que no depende ni de λ ni de ω_0 , por lo cual es una cantidad invariante de escala. En segundo lugar, depende inversamente de r , lo cual hace que en el centro del haz el mismo diverja. Esto se compensa con el hecho de que la intensidad del haz tiende a cero en su centro, por lo cual la divergencia se subsana.

Si bien la expresión completa del efecto Doppler posee una componente azimutal, la misma es comparable a la componente longitudinal únicamente si $r \sim \lambda$, lo cual implica haces muy enfocados. Esto hace que típicamente el efecto del RDE sea muy chico en comparación. Sin embargo, si consideramos un esquema de dos fotones tipo CPT como los estudiados en el capítulo anterior, existen configuraciones posibles en donde se pueden cancelar las componentes longitudinales. En particular, si esto se realiza utilizando dos haces LG de la

misma longitud de onda ($k_1 = k_2$), con helicidades l_1 y l_2 tales que $|l_1| = |l_2|$, tomando $p = 0$ por simplicidad, el efecto Doppler relativo total δ_ϕ es [107]

$$\delta_\phi = \delta_{\text{LG2}} - \delta_{\text{LG1}} = \left(\frac{l_2 - l_1}{r} \right) v_\phi. \quad (8.3)$$

Es decir, esquemas tipo CPT de dos fotones copropagantes con estructura tipo Laguerre-Gauss son independientes de corrimientos Doppler longitudinales y radiales, y dependen únicamente del RDE relativo entre ambos haces si $l_1 \neq l_2$. En el caso que $l_1 = l_2$, el corrimiento Doppler relativo será nulo, por lo cual el esquema será completamente insensible al movimiento del átomo.

En este capítulo, mediante espectros de resonancias oscuras como los estudiados en el capítulo anterior, mostramos cómo detectar el RDE generado por el movimiento de micromoción del átomo, el cual podemos forzar a propósito descompensando la posición del ion. Utilizando un esquema sensible al movimiento azimutal del ion en donde $l_1 \neq l_2$, lo comparamos al caso insensible en donde $l_1 = l_2$ para evidenciar que estamos midiendo el efecto deseado. Posteriormente, utilizando el esquema sensible caracterizamos su forma funcional en función de r y, finalmente, presentamos mediciones vinculadas a la invariancia de escala de este efecto.

8.2. Armado experimental

Para realizar experimentos de espectroscopía CPT con haces tipo vórtice armamos el esquema experimental de la figura 8.1, en donde utilizamos dos haces IR copropagantes con perfil de intensidad Laguerre-Gauss y helicidades l_1 y l_2 . Allí, los haces entran por el frente de la trampa, en donde, por cómo está montada, el plano perpendicular a la propagación de los haces se asemeja al plano radial de la trampa. Esto trae dos ventajas. En primer lugar, es posible construir una óptica de enfoque adecuada para el rango de diámetros de haces con los que se quiere trabajar. Por otro lado, esto también permite desplazar con libertad los haces con respecto a la posición del ion evitando posibles recortes del mismo por los bordes de la trampa. En este esquema, ambos láseres IR provienen de la misma fuente láser, particularmente el láser de diodo IR, para que no haya efectos de incoherencia de fase mutua. Ambos se acoplan a una fibra óptica en común con polarizaciones lineales, uno vertical y el otro horizontal. Luego de salir de la fibra, primero pasan por una lámina de fase que posee un holograma con una dislocación en el centro la cual genera una divergencia de la fase en el centro de los haces y les da una helicidad de $|l| = 2$. De esta manera, los haces a la salida del holograma adquieren un perfil de intensidad tipo Laguerre-Gauss. Por convención establecemos que ambos salen con $l = +2$ del holograma. Para poder tener control independiente sobre la posición de cada haz sobre el ion y además sobre su helicidad, ambos haces atraviesan un interferómetro de polarización construido con dos cubos polarizantes (PBS) que, dada la polarización de cada haz, reflejan el haz IR1 y transmiten el IR2. En este punto, uno de los brazos del interferómetro siempre tiene un espejo. Pero en el otro ponemos selectivamente un pentaprisma o un espejo. La ventaja del primero yace en que agrega una reflexión extra al camino óptico del IR2. De esta manera, en presencia del pentaprisma, al salir del segundo PBS los haces llevan helicidades opuestas, es decir, uno posee $l = +2$ y el

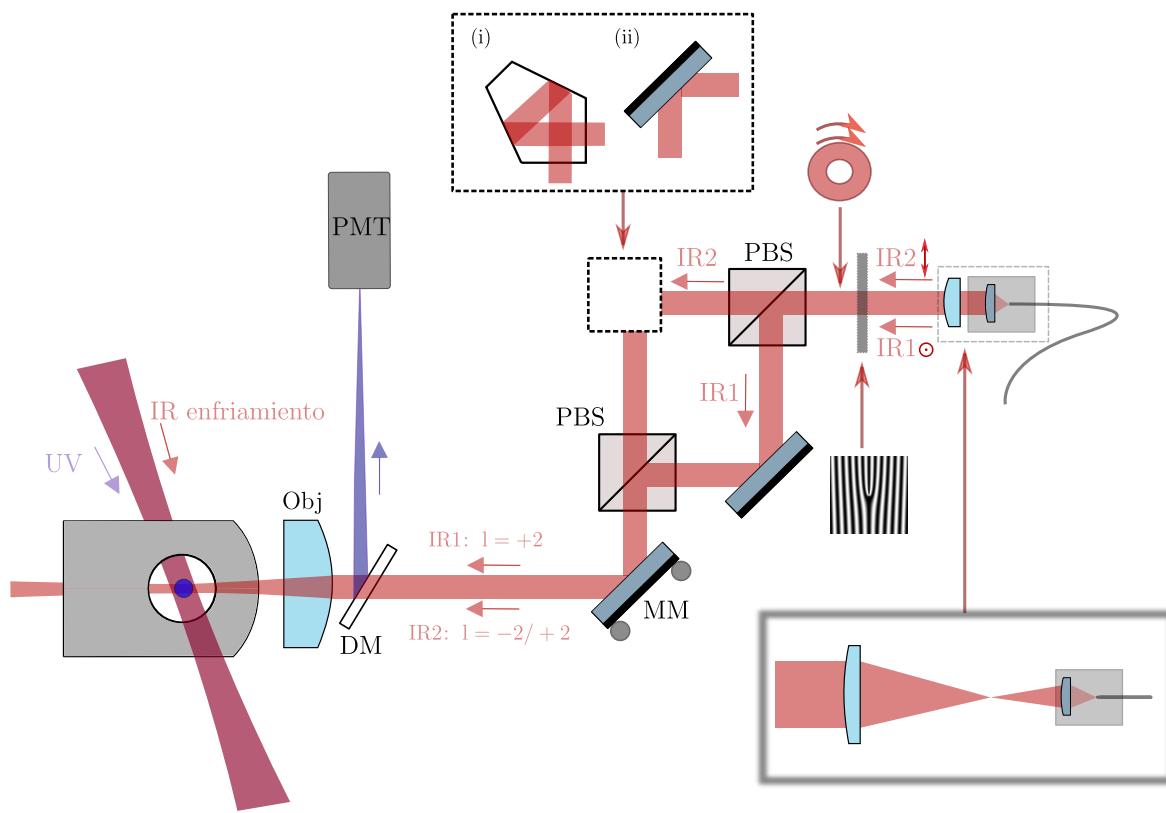


Figura 8.1: Esquema experimental utilizado para medir el RDE. Medimos el espectro de resonancias oscuras generado al barrer la desintonía de un láser IR, nomenclado IR1, en presencia de otro laser con la misma longitud de onda, nomenclado IR2. Los haces, inicialmente colineales y con polarizaciones ortogonales, adquieren estructura tipo Laguerre-Gauss con helicidad $|l| = 2$ mediante una lámina de fase tipo holograma. Luego, se separan y se vuelven a juntar mediante un interferómetro de polarización utilizando dos divisores de haz por polarización cúbicos (PBS). Uno de los brazos del interferómetro posee un espejo, mientras que el otro puede tener un pentaprisma (i) o también un espejo (ii). En el primer caso, al juntarse en el segundo PBS los haces tienen helicidades opuestas ($+2/-2$) mientras que en el segundo caso la helicidad es la misma ($+2/+2$). Luego, se enfocan en la trampa mediante un objetivo y un espejo montado en un portaespejos motorizado (MM) con el cual se pueden desplazar los haces de manera controlada. A través de un espejo dicroico (DM), la luz UV emitida por el ion es colectada mediante un fotomultiplicador (PMT). Adicionalmente, dos láseres laterales (UV e IR) efectúan el enfriamiento Doppler.

otro posee $l = -2$. Alternativamente al pentaprisma, utilizamos una segunda configuración experimental con un espejo en su lugar, de forma tal que en este caso el número de reflexiones que posee cada haz tiene la misma paridad y por ende ambos haces emergen con la misma helicidad. En la primera, ambos haces tienen valores opuestos de l , y la llamaremos configuración contra-rotante. En la segunda, los valores de l son iguales, y nos referiremos a ella como configuración co-rotante. Finalmente, ambos haces inciden sobre un espejo que es sostenido por un portaespejos cuyas perillas fueron reemplazadas por dos perillas motorizadas E-870 PIShift Driver. Las mismas están compuestas de un motor paso a paso a lazo abierto que permite tener un control fino sobre su posición mediante un software que se conecta a la PC. De esta manera, es posible desplazar los haces angularmente en las dos direcciones de forma controlada. Utilizaremos esto tanto para centrar los haces sobre el ion, como para desplazar los haces con respecto a éste. Los haces se enfocan en el ion mediante la misma lente objetivo que utilizamos para enfocar la luz de los iones en los detectores, utilizando un espejo dicroico (DM) que refleja la fluorescencia y la envía al fotomultiplicador (PMT) mientras que deja pasar la luz IR de los haces frontales. Los diámetros de los haces sobre el ion que utilizamos en estos experimentos se encuentran entre 20 y 50 μm . Para cambiar dicho tamaño, se combinó el enfoque del haz luego de la fibra con una lente de colimación como se muestra en el recuadro de la figura. Al cambiar dicha lente junto a su posición es posible cambiar el diámetro de los haces y, por consiguiente, el tamaño final de los mismos sobre los iones. Un ajuste fino de dicha lente agrega la divergencia suficiente a los haces para que, combinada con la lente objetivo, los mismos se enfoquen en la posición donde se ubica el ion atrapado. Adicionalmente, por el costado, incide el láser UV y un láser IR tenue que es responsable del primer enfriamiento de los iones al efectuar su atrapado.

8.3. Esquemas sensibles e insensibles

Para detectar el efecto Doppler rotacional de un ion moviéndose con respecto a la dirección de propagación de los haces, estudiamos cómo se modifican los espectros de resonancias oscuras que emergen al tener dos láseres IR, análogas a las estudiadas en el capítulo 7. Allí, la polarización del IR1 es π y la del IR2 es $\sigma_+ + \sigma_-$. Barriendo la frecuencia del láser IR1, aparecen dos resonancias oscuras dadas por la generación de estados oscuros entre subniveles D. Utilizando haces Laguerre-Gauss, la forma de estas resonancias se verá afectada por el movimiento del ion únicamente si la geometría de haces utilizados es tal que el efecto Doppler relativo de la transición de dos fotones es no nulo, es decir, si $l_1 \neq l_2$. En particular, nuestro esquema experimental nos permite establecer dos configuraciones: co-rotante ($+2/ + 2$) y contra-rotante ($+2/ - 2$). Para estas dos configuraciones estudiaremos cómo cambia la forma de las resonancias oscuras en función de la naturaleza del movimiento del ion. Si el movimiento está dado principalmente por efectos térmicos, las resonancias se ensancharán y su profundidad se reducirá debido a que ésto introducirá desfasajes en la dinámica, análogamente al esquema de CPT con dos láseres de la sección 7.1.1 con el que realizamos termometría de iones. Si, por otro lado, el movimiento dominante es la micromoción, como el ancho de las resonancias oscuras es mucho menor a la frecuencia de modulación, el espectro se verá modificado de forma tal que la profundidad de las resonancias oscuras se verá modulada por la función de Bessel. Esto implica que la profundidad de las resonancias también se verá

reducida. Sin embargo, para evidenciar que el movimiento del ion es principalmente micromoción estudiaremos la direccionalidad del fenómeno variando la posición azimutal del ion. Por otro lado, en el espectro también deberían aparecer ecos de las resonancias. Sin embargo, las profundidades de éstos estarán también influenciadas por su posición en el espectro de la transición dipolar, por lo cual si caen en zonas del espectro de baja fluorescencia tendrán poco contraste. Por esto, analizaremos sólo el efecto sobre la profundidad de las resonancias principales.

En la figura 8.1 graficamos mediciones de los espectros de resonancias oscuras para las distintas configuraciones. Analizaremos cuatro casos distintos para evidenciar la presencia del efecto. Combinamos configuraciones co-rotantes ($l_1 = l_2 = +2$) y contra-rotantes ($l_1 = +2, l_2 = -2$) con configuraciones colineales y desplazadas. La configuración desplazada involucra mantener el paralelismo entre la dirección de propagación de ambos láseres, pero de forma tal que el ion se siente en el lóbulo derecho de un haz y el lóbulo izquierdo del otro haz, es decir, en su intersección. De esta manera, la velocidad azimutal del ion respecto a cada haz es opuesta, y el ion localmente percibe momentos angulares opuestos utilizando dos haces con la misma helicidad. Este es el caso de la figura 8.2(a). Allí, utilizamos una configuración co-rotante, y comparamos los espectros utilizando los dos haces colineales, graficado en la curva violeta oscuro, con la configuración de haces desplazados, representado en la curva naranja. Podemos apreciar aquí que la configuración colineal manifiesta resonancias oscuras profundas, mientras que las resonancias en la configuración desplazada son mucho menos profundas.

Estas mediciones las comparamos con las que mostramos en la figura 8.2(b). Allí, utilizamos una configuración contra-rotante y analizamos los mismos dos casos que antes. Sin embargo, vemos un comportamiento exactamente opuesto: las resonancias oscuras profundas son las de la configuración desplazada, mientras que la profundidad de la configuración colineal es menor. Estas mediciones evidencian que las configuraciones co-rotante colineal y contra-rotante desplazada son insensibles al movimiento del ion, ya que localmente el sentido de giro de los haces sobre el ion es idéntico y se cancela. Por otro lado, la co-rotante desplazada y la contra-rotante colineal sí son sensibles al movimiento del ion de forma tal que

$$\delta_\phi = \frac{2(l_1 - l_2)}{r} V_\phi = \frac{4}{r} V_\phi. \quad (8.4)$$

Por razones de simplicidad, de los cuatro esquemas introducidos anteriormente utilizaremos en los siguientes experimentos los dos esquemas colineales de forma tal de evitar posibles contribuciones adicionales de ensanchamiento dado por efectos de ángulo entre las direcciones de propagación de los láseres. En este sentido, la configuración co-rotante será la intensible al movimiento del ion, y la contra-rotante la sensible.

8.4. Dependencia con la compensación del ion

Para las dos configuraciones elegidas, colineales co-rotantes y contra-rotantes, estudiamos la dependencia de la forma de las resonancias oscuras al variar el voltaje de uno de los electrodos de compensación, particularmente el voltaje del horno de átomos de calcio. Al hacer esto, descompensamos el ion y, por ende, aumentamos su micromoción. En la figura

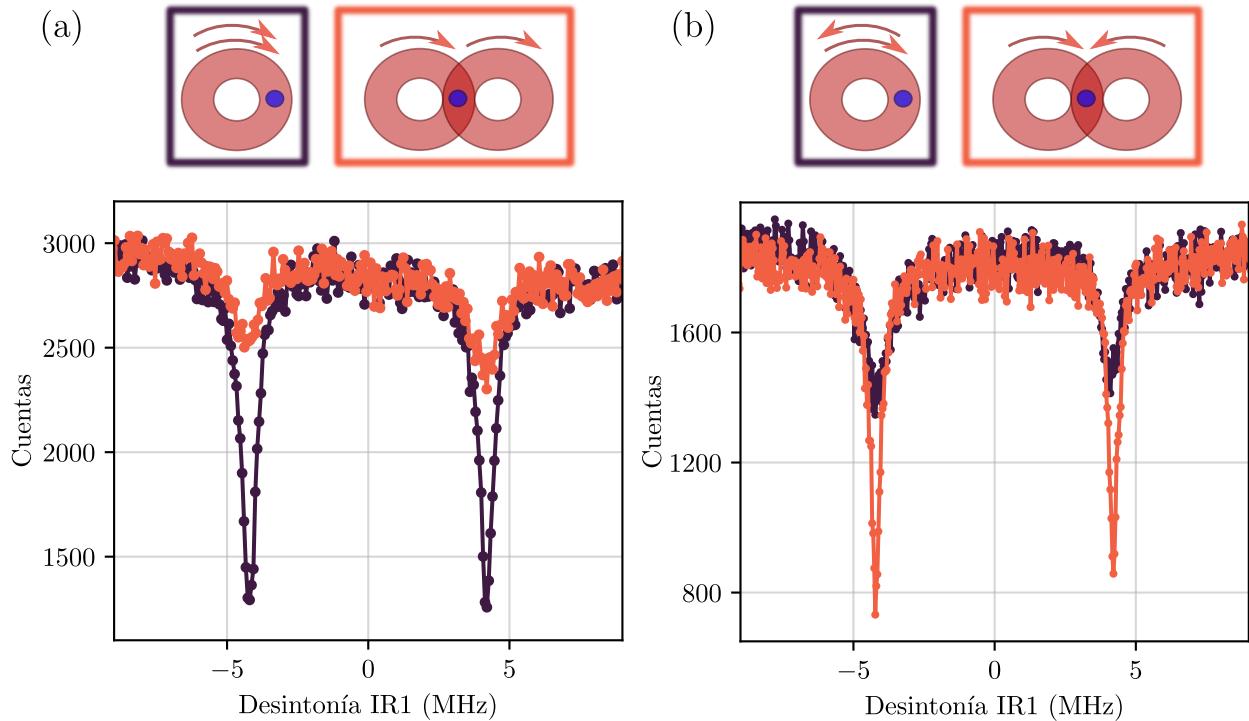


Figura 8.2: Medición de espectros de resonancias oscuras D-D utilizando haces Laguerre-Gauss en dos configuraciones distintas. (a) Configuración co-rotante con ambos láseres con $l = +2$. (b) Configuración contra-rotante con $l_1 = +2$ y $l_2 = -2$. Para ambos casos se midieron espectros colineales (curvas violetas) y desplazados (curvas naranjas), evidenciando la sensibilidad o insensibilidad al movimiento del ion en cada caso.

8.3 mostramos los espectros medidos a la izquierda, mientras que a la derecha mostramos la profundidad de las resonancias oscuras correspondientes graficando el promedio de la profundidad de ambos picos. La profundidad está definida análogamente a lo expresado en la ecuación (7.17). Ésta, como antes, vale 0 si el espectro no tiene picos, y 1 si la fluorescencia del ion en la resonancia coincide con el valor de cuentas de fondo de la señal. El voltaje fue variado un rango de 1 V, tal que la micromoción inducida no sea tan grande como para que el enfriamiento empeore demasiado y el ion se caliente.

En la figura 8.3(a) vemos el efecto de inducir micromoción en los espectros de resonancias oscuras para la configuración colineal contra-rotante. Podemos ver que hay un voltaje de ~ 5.6 V en el cual la profundidad de las resonancias es máxima, el cual coincide con el voltaje óptimo que minimiza la micromoción en exceso. Efectivamente, al minimizar la micromoción el RDE es mínimo y, por ende, la profundidad de las resonancias es máxima. Por otro lado, para voltajes lejos del óptimo, las resonancias oscuras se vuelven notoriamente menos profundas.

Por otro lado, en la figura 8.3(b) vemos el efecto sobre los espectros medidos en la configuración colineal co-rotante. Por el contrario, vemos que la profundidad de las resonancias se mantiene constante en todo el rango barrido. Esto evidencia nuevamente que esta configuración es insensible al movimiento del ion.

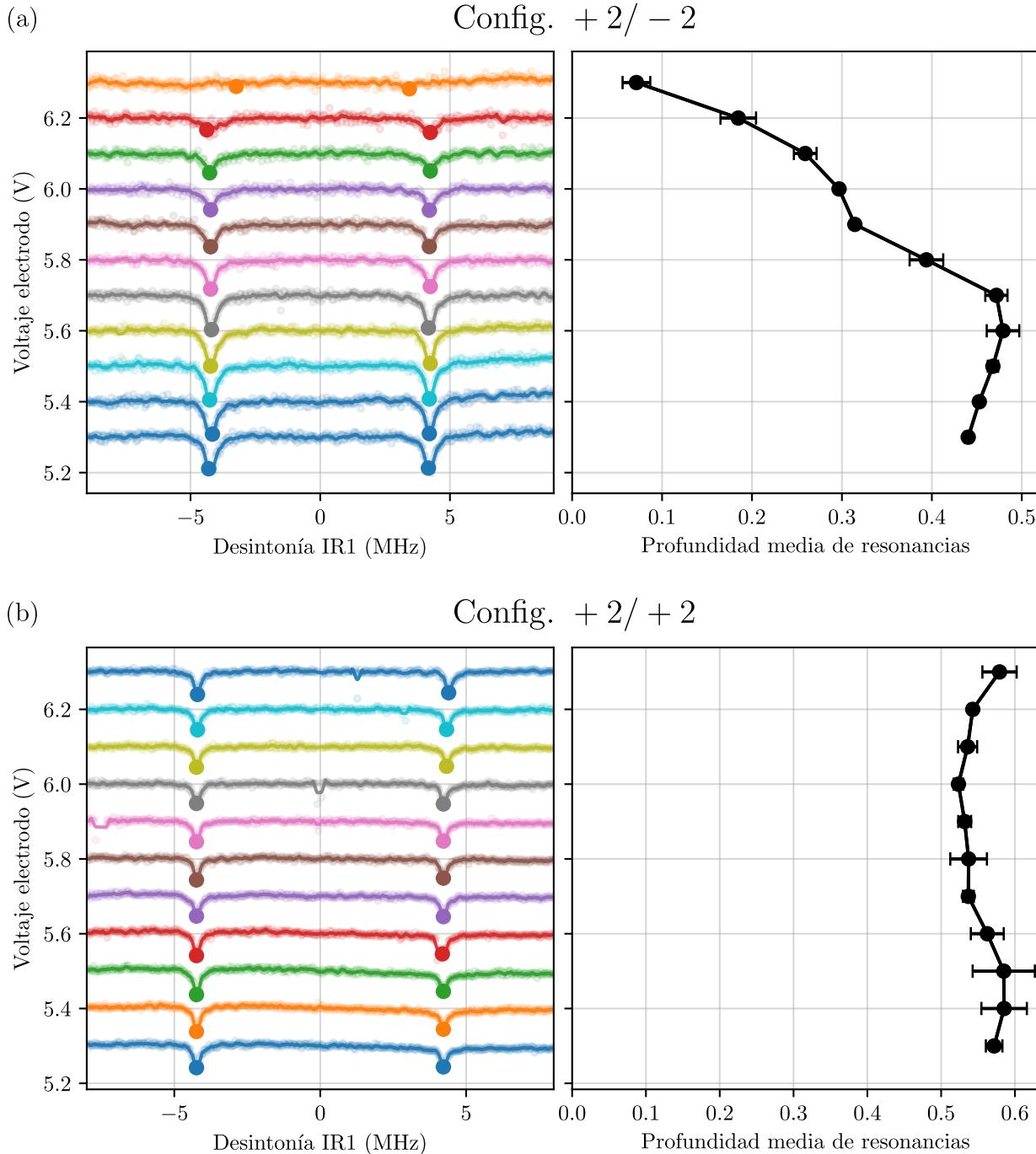


Figura 8.3: Espectros de resonancias oscuras variando el voltaje de un electrodo de compensación, en particular el del horno de calcio. A la izquierda, los espectros para cada valor de voltaje. A la derecha, el valor medio de la profundidad de las dos resonancias. (a) Configuración contra-rotante +2/ - 2, en donde se ve que la profundidad varía notoriamente con el voltaje. (b) Configuración co-rotante +2/ + 2. Allí, vemos que la variación de la profundidad es mucho menor a la de la configuración anterior.

8.5. Dependencia con la posición angular del ion

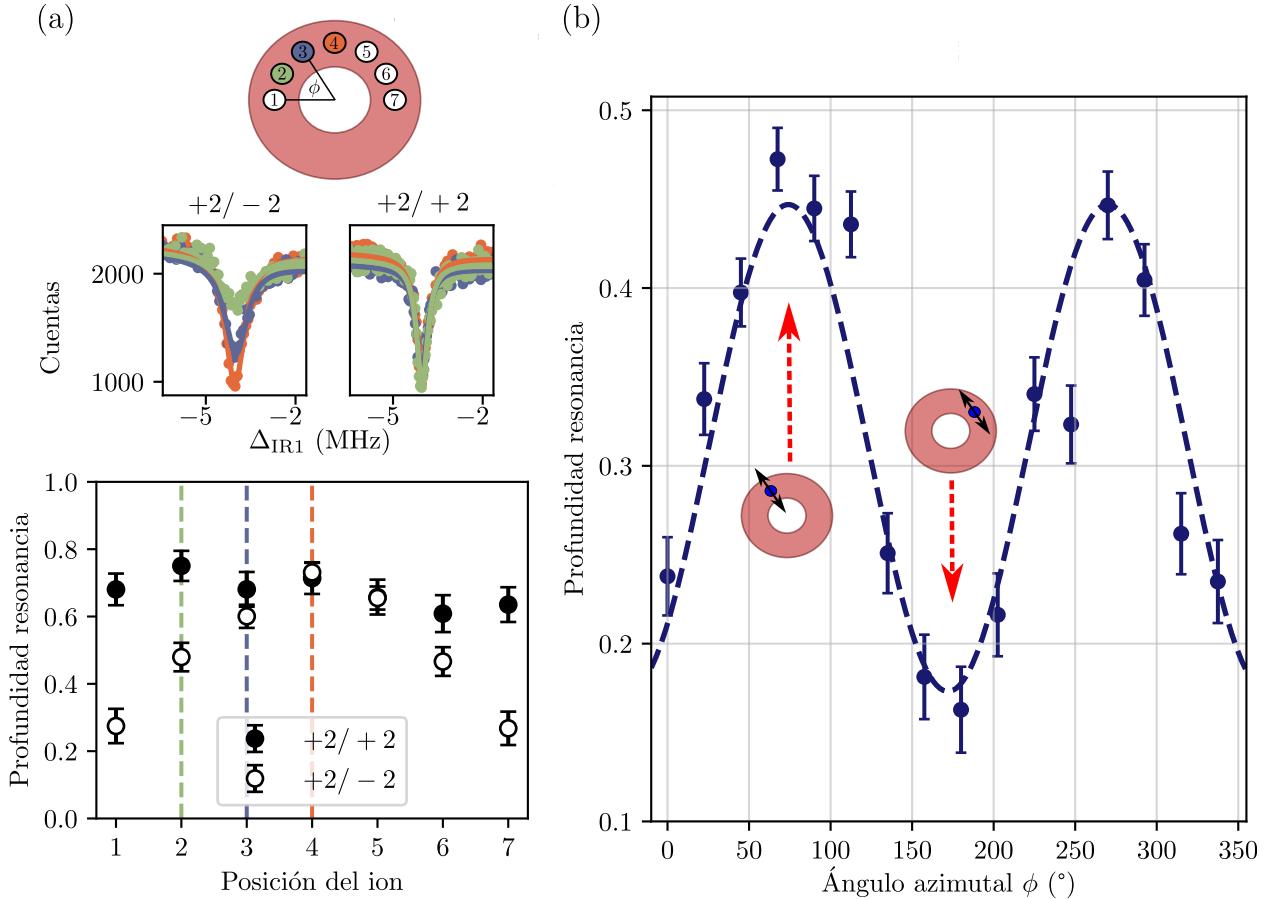


Figura 8.4: Profundidad de las resonancias oscuras en función de la posición angular del ion con respecto al centro del haz. (a) Para 7 posiciones distintas, indicadas en la parte superior, graficamos una de las dos resonancias oscuras que emergen para configuración contra-rotante y co-rotante. Vemos que para el primer caso, la profundidad depende de la posición angular, siendo máxima para la posición 4, mientras que para el segundo caso, la profundidad es insensible. Además, graficamos explícitamente la resonancia para los tres casos indicados con colores verde, azul y naranja. (b) Gráfico de la profundidad de la resonancia de interés en función del ángulo azimutal ϕ para la configuración contra-rotante. La línea punteada representa un ajuste sinusoidal.

Procedemos ahora a medir la profundidad de los espectros de resonancias oscuras ubicando al ion en distintas posiciones sobre los haces, siempre equidistantes del centro, particularmente en el punto de máxima intensidad de los haces. En la figura 8.4(a) medimos la profundidad de una de las resonancias oscuras, particularmente la de la izquierda, en función de la posición del ion, nomencladas de la 1 a la 7 e ilustradas en el gráfico. Para cada una de ellas medimos la forma de la resonancia oscura utilizando configuraciones co-rotante ($+2/+2$) y contra-rotante ($+2/-2$). Los espectros de tres de ellas, marcadas con colores,

son graficadas explícitamente. Podemos apreciar que la primera es insensible a la posición angular del ion con respecto a los haces, lo que hace que la profundidad de la resonancia medida sea aproximadamente constante. Sin embargo, para la configuración contra-rotante podemos ver que en la posición del medio la profundidad es máxima y aproximadamente igual a la de la configuración co-rotante, y que al moverse de esa posición la profundidad cae. Esto está cuantificado con más cuidado en la figura 8.4(b), en donde la variación angular fue hecha calibrando los pasos del portaespejos motorizado de forma tal de variar el ángulo azimutal de la posición del ion controladamente. Allí podemos ver que la profundidad sigue un comportamiento senoidal con el ángulo, graficada en línea punteada. Esto evidencia que la velocidad azimutal medida no es isótropa sino que tiene direccionalidad, consistente con estar sensando principalmente micromoción. En los ángulos en donde la profundidad es máxima, la proyección de la micromoción sobre el versor azimutal es mínima, por lo cual en dichos ángulos el movimiento del ion es principalmente radial. Por el contrario, en los ángulos donde la profundidad de la resonancia es mínima, la velocidad es máximamente proyectada en la dirección azimutal.

8.6. Medición de la forma funcional radial del RDE

Nos proponemos ahora estudiar la dependencia del RDE con la distancia radial r del ion al centro del haz. Para ello, utilizamos el portaespejos motorizado sobre el cual está montado el último espejo en el que inciden los haces antes de entrar a la trampa para desplazarlos en torno al ion. Éste permite realizar pasos individuales de motor para barrer finamente la posición angular del espejo y, por consiguiente, la posición del haz. Antes de realizar mediciones se procedió a hacer una calibración de número de pasos en función de la distancia en la posición del ion. Para realizar esto, utilizamos como referencia un único ion atrapado el cual lo desplazamos en el plano radial con una combinación de dos electrodos. Ubicamos al mismo en el lóbulo izquierdo de los haces de forma tal que fluoresca. Luego, desplazamos el haz lateralmente hasta que el ion pase a estar en el lóbulo opuesto, y contamos la cantidad de pasos que dio el motor para tal fin. Finalmente, desplazamos el ion seteando voltajes adecuados en los electrodos de compensación. Dicho desplazamiento se puede cuantificar conociendo la conversión de píxeles a distancia de la cámara y utilizando la magnificación del sistema. Así establecemos que para esta configuración establecida, 30 pasos equivalen a un desplazamiento de $1 \mu\text{m}$. De esta manera, tenemos una correspondencia de los pasos de motor con la distancia barrida sobre los iones y podemos cuantificar el fenómeno.

Para estudiar la dependencia del RDE con la distancia del ion al centro de los haces desplazamos los mismos horizontalmente y, punto a punto, medimos un espectro de resonancias oscuras. En la figura 8.5(a) se grafica la fluorescencia del ion punto a punto por fuera de la resonancia, la cual sigue al perfil de intensidad Laguerre-Gauss de los haces. Para dichos valores de r , en la figura 8.5(b) se muestran los valores de la profundidad de una de las resonancias (particularmente la que aparece a la izquierda en el espectro) en función de r . Esto lo medimos tanto para la configuración co-rotante (puntos violetas) como para la configuración contra-rotante (puntos fucsias). Este gráfico evidencia que para la co-rotante, la profundidad de la resonancia es constante en todo el rango, indicando no sólo que no hay RDE sino que no hay ninguna dependencia radial. Por otro lado, para el caso contra-rotante, la profundidad de

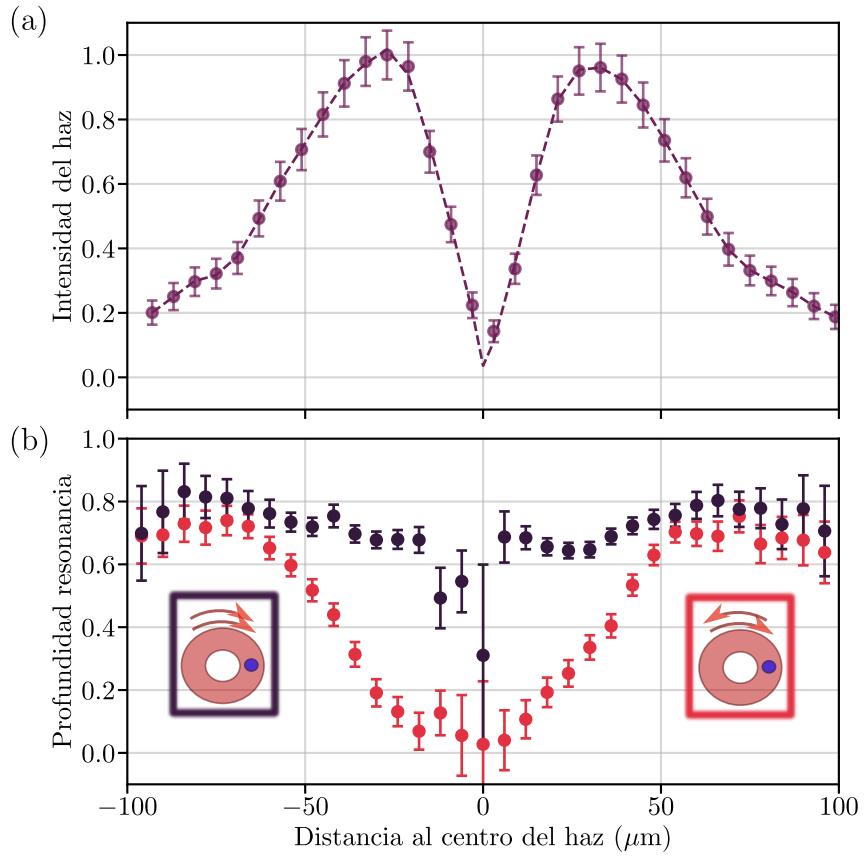


Figura 8.5: Dependencia de la profundidad de una de las resonancias oscuras en función de la distancia del ion al centro del haz, medida desplazando los haces con respecto al ion. (a) Intensidad del haz, cuantificada con la fluorescencia del ion para dicho r . (b) Profundidad de la resonancia en función de r para el caso co-rotante (violeta oscuro) y el contra-rotante (fucsia). Para el primer caso se ve que la profundidad no depende de r , mientras que para el segundo caso sí se ve una dependencia, en donde para $r \rightarrow 0$ la resonancia desaparece (es decir, su profundidad es 0) y para $r > 50 \mu\text{m}$ la profundidad tiende al valor del caso co-rotante.

la resonancia tiende a 0 para valores de $r \rightarrow 0$, lo cual tiene un correlato en que el corrimiento Doppler diverge para dicho límite. Por otro lado, para valores de $r > 50 \mu\text{m}$, la profundidad tiende a ser constante y coincide con el valor de la configuración co-rotante, evidenciando que allí el RDE es muy pequeño. En el medio hay una dependencia con r vinculada a la forma funcional del RDE. Sin embargo, como la forma de las resonancias en esta medición depende de la intensidad de los láseres, también hay un comportamiento dado por la convolución de la dependencia de la forma de la resonancia oscura con el perfil de intensidad Laguerre-Gauss del haz, haciendo difícil su modelado y contrastación teórica. Además, las barras de error de las mediciones no son homogéneas, sino que se agrandan tanto para valores de r pequeños como grandes, ya que la intensidad del haz decrece abruptamente y por ende la fluorescencia dispersada por el ion también. Para resolver esto, en la próxima sección presentamos mediciones en donde mantenemos punto a punto la intensidad de los haces constante de forma tal de independizarnos de la forma funcional de la intensidad del haz.

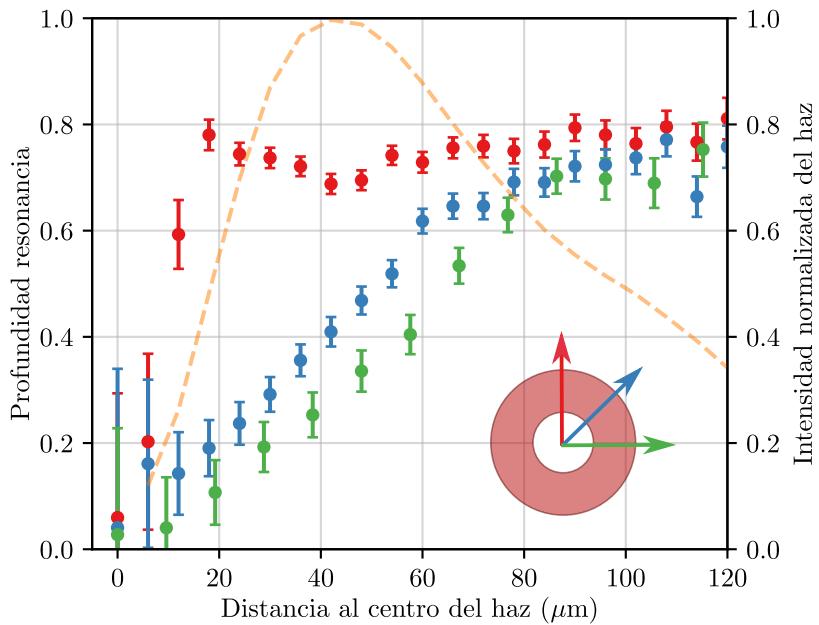


Figura 8.6: Profundidad de la resonancia oscura analizada en función de la distancia del ion al centro del haz desplazando el mismo con respecto al ion en tres direcciones distintas. Como en cada dirección la proyección de la velocidad del ion en la dirección azimutal es distinta, la sensibilidad al RDE también será distinta, lo que implica que el crecimiento de la profundidad de la resonancia con la distancia del ion al centro del haz sea distinto para cada caso.

Por otro lado, en la figura 8.6 mostramos la profundidad de la resonancia oscura analizada moviendo el haz en tres direcciones distintas. Esto genera que la velocidad del ion tenga distintas proyecciones en el eje azimutal, por ende la amplitud de v_ϕ es distinta para cada una de ellas. Podemos apreciar que esto ocasiona que la profundidad crezca con r a distintas tasas, ya que el RDE es proporcional a v_ϕ . Además, en naranja mostramos el perfil de intensidad del haz. Podemos ver allí que la dirección roja satura antes del máximo de intensidad de la dona, mientras que las otras dos saturan después, lo cual evidencia que esto no se debe al perfil de intensidad del haz.

8.7. Invariancia de escala

Una de las particularidades más interesantes del RDE es que su expresión no depende del diámetro ni de la longitud de onda del haz involucrado. Únicamente depende inversamente de la distancia del ion al centro del haz, r , de las helicidades l_1 y l_2 de los haces y de la velocidad azimutal del átomo con respecto a la dirección de propagación de los haces. Esto, por ende, implica que existe una invariancia de escala en este efecto. Para verificar esto, realizamos mediciones de la profundidad de una de las dos resonancias en función de r para dos tamaños de haces distintos. Para evitar que el resultado de estas mediciones esté convolucionado con un comportamiento dado por el perfil de intensidad tipo dona de los haces, considerando que la forma de la resonancia oscura depende de la intensidad de los haces involucrados, las

mediciones se realizaron ajustando punto a punto la intensidad de ambos haces de forma tal que las mismas sean constantes para todas las mediciones. Para hacer esto, antes de que el haz IR en la mesa óptica se divida en un haz IR1 y un haz IR2, se colocó una lámina de media onda seguida de un cubo divisor en polarización de forma tal de atenuar globalmente la intensidad de ambos láseres. De esta manera, se estableció una intensidad de trabajo de los haces tal que esto atenúa la intensidad global a la mitad de la máxima para el punto medio interior de la dona. Debido a esta consideración, tenemos un rango acotado de trabajo en donde incrementamos la intensidad más cerca del centro, reducimos la misma al alejar al ion del centro y volvemos a incrementarla cuando la intensidad comienza a decaer nuevamente.

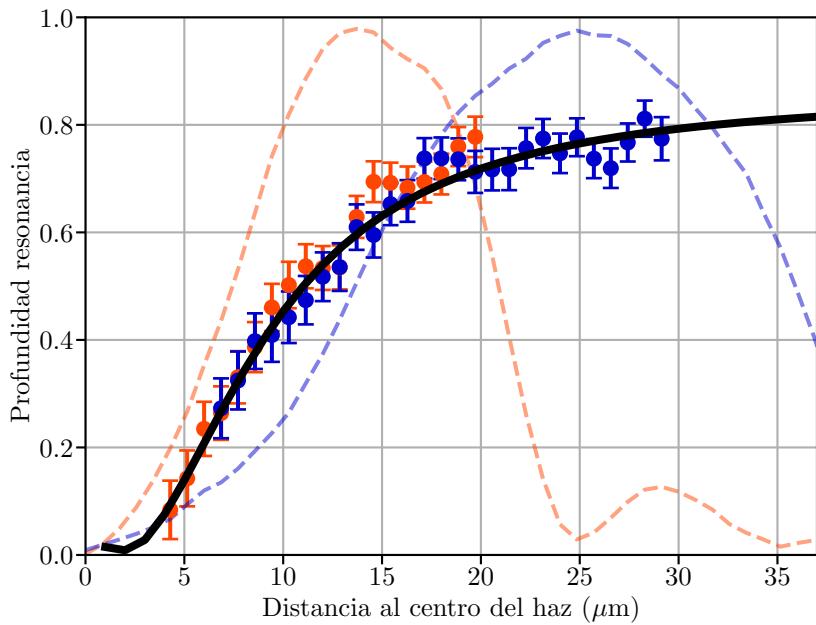


Figura 8.7: Profundidad de la resonancia oscura analizada en función de la distancia del ion al centro del haz. En cada configuración, los haces tienen un radio distinto (línea punteada del mismo color de la medición). La medición fue hecha de forma tal que la intensidad de los haces punto a punto sea la misma para todo r . Sobre ellas, graficamos una simulación completa considerando 8 niveles, las contribuciones temporales dadas por la inclusión de dos láseres IR y la micromoción, y el RDE con su forma funcional.

Los resultados de esta medición se ilustran en la figura 8.7. Allí realizamos mediciones en donde los haces tienen $\sim 15 \mu\text{m}$ de radio en un caso (curva naranja), y $\sim 25 \mu\text{m}$ de radio en el otro (curva azul). Se puede apreciar que en ambas mediciones el efecto que tiene el RDE sobre la profundidad de la resonancia analizada es indistinguible en el rango de valores de r común. Esto demuestra que la escala característica del RDE es independiente del tamaño de los haces involucrados, confirmando así su invariancia de escala.

En conjunto con las mediciones, graficamos en línea negra un ajuste utilizando un modelo completo de 8 niveles que considera dos láseres IR, micromoción y el RDE con su forma funcional correspondiente. Para ello, escribimos explícitamente la expresión del Liouvilliano dependiente del tiempo tanto con la contribución de la modulación dada por los dos láseres

IR, como con la contribución dada por la micromoción, y simulamos las ecuaciones de Bloch correspondientes considerando la expresión completa del corrimiento Doppler del ion interactuando con haces LG. En primer lugar vemos que el ajuste reproduce adecuadamente los resultados experimentales, corroborando la dependencia proporcional a $1/r$ del RDE, la cual constituye la primera medición directa de esta forma funcional. Por otro lado, de este ajuste obtenemos un valor para la velocidad azimutal del ion, la cual es $144(2)$ m/s. Este valor está dentro de lo esperado para la descompensación del ion en esta geometría. De esta manera, demostramos que este método de resonancias oscuras utilizando haces OAM contra-rotantes es sensible a la velocidad azimutal del ion respecto a la dirección de propagación de los haces, y vemos que, en la medición de la figura 8.7, para valores de $r < 30 \mu\text{m}$ la técnica es sensible a la magnitud de la velocidad de micromoción medida.

Esta técnica es, en principio, también sensible al movimiento térmico del ion. Sin embargo, el orden de magnitud de las velocidades térmicas es menor al de las velocidades de micromoción medidas, lo cual implica que se deberían variar considerablemente el radio de los haces a utilizar para ganar sensibilidad a dicho movimiento. Si consideramos que con haces de aproximadamente $20 \mu\text{m}$ de radio logramos sensibilidad a velocidades del orden de 100 m/s, vinculando una velocidad con una temperatura como $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}k_B T$, el orden de magnitud para temperaturas del orden de 1 mK es de $v_T \sim 1 \text{ m/s}$, es decir, 100 veces más chica. Esto implica, en el mejor de los casos, que es necesario utilizar haces con radios del orden de $1 \mu\text{m}$. Esto es factible experimentalmente. Sin embargo, los haces vórtice muy enfocados desarrollan componentes de campo eléctrico longitudinales que podrían afectar la medición y deben tenerse en cuenta en los experimentos.

Por otro lado, con estas herramientas podemos responder la pregunta sobre si es posible observar súper corrimientos Doppler, es decir, si es posible encontrar el régimen en donde $2l/r$ sea mayor a $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$. Esto implica directamente que en este régimen debe ser comparable λ con la distancia del ion al centro del haz. En el experimento realizado, este régimen no fue alcanzado, ya que su perfil de intensidad hace que la misma sea muy chica cerca del centro del haz. Por ello, el mínimo valor de r medido fue de $r \sim 4 \mu\text{m}$, el cual no entra en el régimen mencionado. Si quisieramos medir para valores de r de ese orden, debemos achicar el haz, también, a diámetros del orden de pocos μm de forma tal que la intensidad del haz para los valores de r de interés sea suficientemente alta. Además, sería bueno cambiar a un esquema en donde los haces tengan $|l| = 1$, lo cual hace que la región de penumbra de los haces sea más chica. Y como el paquete de onda del ion frío es del orden de algunas decenas de nm [110], es posible posicionar y desplazar al mismo en el rango de r requerido. En este régimen sería posible que el RDE supere al corrimiento Doppler longitudinal y además, de ser posible excitar al ion con súper patadas, debería hacerse en este régimen.

Capítulo 9

Iones atrapados como osciladores armónicos acoplados

En este capítulo estudiamos la dinámica de cristales de iones, es decir, varios iones atrapados simultáneamente. Los mismos comparten el potencial de atrapado armónico 3D, pero con el agregado de que entre ellos está presente la fuerza de Coulomb actuando repulsivamente. Esto hace que su dinámica sea la de osciladores armónicos acoplados. Estudiamos aquí dicha dinámica, presentando primero mediciones de los modos de oscilación de uno y dos iones mediante modulación tanto del voltaje de un electrodo como de la intensidad de uno de los láseres de fluorescencia. Finalmente, presentamos una herramienta de cálculo de modos de oscilación de cristales de una cantidad arbitraria de iones, haciendo foco en el modo de rotación de la capa externa en cristales bidimensionales, con miras de estudiar la excitación selectiva de modos de rotación intercapa utilizando haces con momento angular orbital tipo Laguerre-Gauss.

9.1. Espectroscopía de modos seculares de un único ion atrapado

Como vimos en el capítulo 2, el movimiento del ion atrapado se puede descomponer en micromoción y macromoción o movimiento secular. El primero es un movimiento direccional forzado a la frecuencia de atrapado, mientras que el segundo es un movimiento 3D con tres frecuencias distintas, asociado a la temperatura del mismo para estados térmicos. Para realizar espectroscopía del movimiento secular, conocida comúnmente como espectroscopía de movimiento del ion, una estrategia posible es excitar resonantemente alguno de los tres modos con una perturbación externa. Esto ocasiona un crecimiento de la amplitud de movimiento del ion en la dirección excitada. De esta manera, el efecto Doppler dado por el movimiento del ion ocasiona que el tiempo en el que el ion está en resonancia con los láseres sea mucho menor que si estuviera quieto, lo cual genera en consecuencia un decrecimiento abrupto de la fluorescencia emitida por el mismo. Por ende, al barrer la frecuencia de excitación externa sobre el ion podemos hacer espectroscopía de sus modos de oscilación. Presentamos en este capítulo dos maneras de hacer esto, y discutimos las ventajas y desventajas de cada una de ellas.

9.1.1. Modulando la tensión de un electrodo

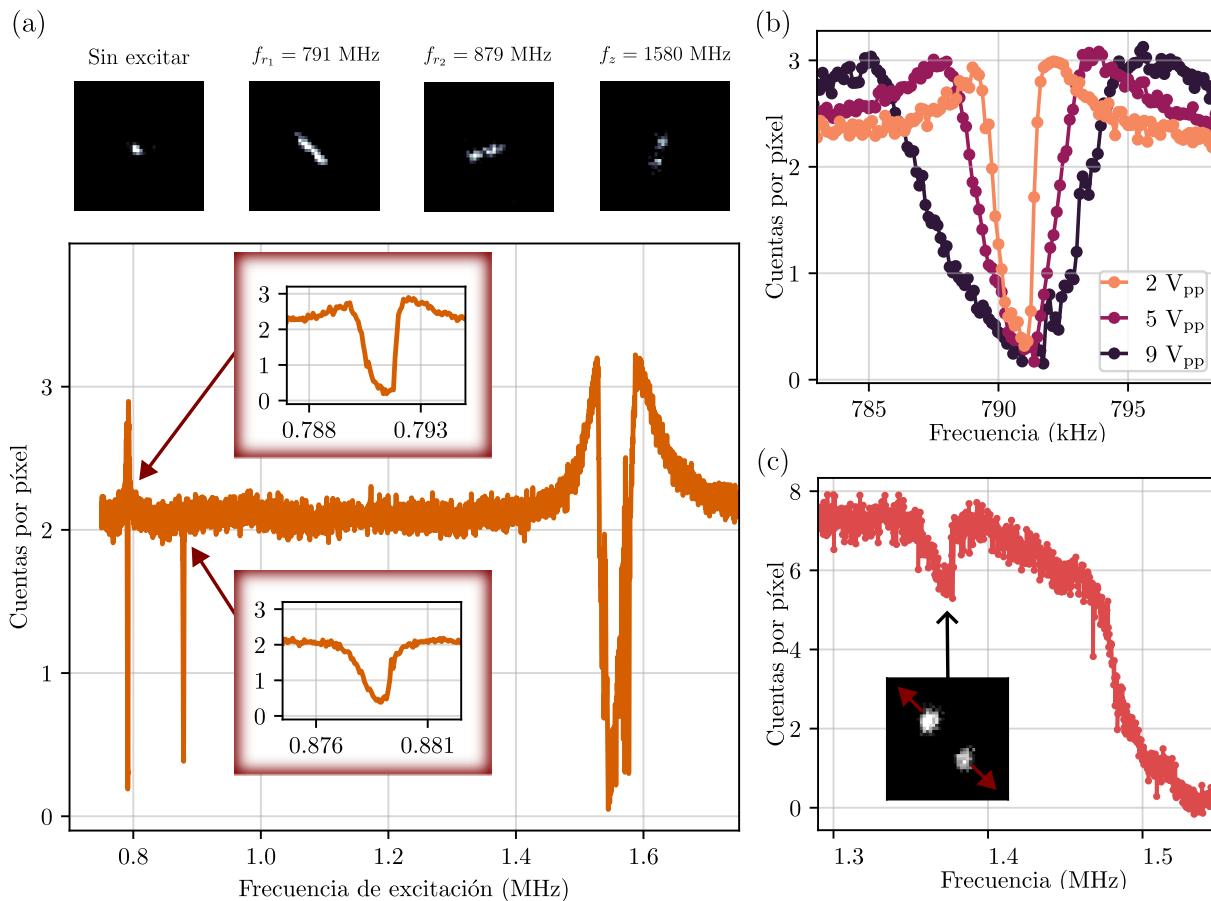


Figura 9.1: (a) Espectro de movimiento de un ion obtenido sumando una componente oscillatoria de amplitud 2 V_{pp} a la tensión de uno de los electrodos de compensación y barriendo la frecuencia de la misma. Se observan los tres modos seculares. Arriba, imágenes del ion al ser excitado en cada uno de esos tres modos, en donde su elongación está alineada a cada eje. (b) Fluorescencia de ion al excitar el modo radial de frecuencia más baja para distintos valores de amplitud pico a pico de la tensión AC de modulación. (c) Espectro de dos iones, en donde, para un V_{pp} lo suficientemente alto (de 20 V_{pp}), se logra ver un modo interno, particularmente el de “respiración”.

La manera más sencilla y utilizada para hacer espectroscopía de los modos de movimiento de un ion es modulando el voltaje de alguno de los electrodos DC sumándole una tensión oscilante (AC) de frecuencia f y amplitud pico a pico V_{pp} . Esta técnica se denomina “cosquilleo” [153, 154]. En la figura 9.1 mostramos mediciones realizadas modulando la tensión de uno de los electrodos de compensación de la trampa, a cuyo valor de tensión DC se le suma una contribución AC mediante un acople capacitivo. En la subfigura 9.1(a) mostramos un registro de la fluorescencia de un único ion en función de la frecuencia de excitación AC, con $V_{\text{pp}} = 2 \text{ V}$. En el rango de barrido, entre 0.7 y 1.7 MHz, se pueden observar tres eventos en donde la fluorescencia del ion tiene un valle. Éstos suceden cuando f coincide con cada una de las tres frecuencias seculares de oscilación en cada eje característico de la trampa.

Las dos más bajas corresponden a las dos frecuencias radiales, es decir los modos en el plano del anillo de la trampa, y son $f_{r1} = 791$ kHz y $f_{r2} = 879$ kHz. El cociente entre ellas da ~ 0.9 , el cual se corresponde al factor de asimetría de la trampa. En la parte superior de la figura se puede observar una imagen del ion siendo excitado resonantemente, justo antes de que su fluorescencia caiga abruptamente. Allí se puede apreciar que el ion se elonga en la dirección correspondiente al eje de la trampa cuyo modo es excitado. Finalmente, se encuentra el modo axial para $f_z = 1580$ kHz. Se puede apreciar claramente que este valle es mucho más prominente que el de los radiales. Esto se debe a que el electrodo modulado tiene mucha más proyección en el eje axial que en los radiales, causando que el movimiento se fuerce más fácilmente en esa dirección. Además, el ancho del espectro de excitación de movimiento depende de la amplitud de la excitación, análogamente a un oscilador armónico forzado. En la figura 9.1(b) medimos el espectro de excitación para el movimiento radial de menor frecuencia para tres valores de V_{pp} . Se puede ver que, a mayor V_{pp} , más ancho es el valle que se mide.

Al considerar cristales de N iones, hay $3N$ modos posibles de oscilación. Tres de ellos serán modos en donde todos los iones oscilan en la misma dirección y en fase. Estos modos son conocidos como “modos centro de masa”, y si todos los iones son iguales coinciden con los modos seculares de un único ion. Además de ellos, hay $3N - 3$ “modos internos” de oscilación del cristal, los cuales también pueden ser observados mediante esta técnica. Sin embargo, su observación es más complicada, ya que para excitar un modo interno es más eficiente aplicar un forzante distinto a cada uno de los iones. Dado que la distancia entre dos iones es de algunos pocos μm , y los electrodos utilizados se encuentran al menos a algunos mm de distancia del cristal, la excitación de ambos iones es prácticamente en fase. Por ende, para ver modos relativos es necesario aumentar mucho la amplitud del forzante. En la figura 9.1(c) mostramos la detección de uno de los modos internos, denominado modo de “respiración”, en el que los iones oscilan alineados al eje de menor frecuencia radial (coincidente con el eje que los une) pero a contrafase. Esta excitación se realizó con una señal de amplitud $V_{pp} = 20$ V, lo cual generó que el valle correspondiente a la frecuencia secular axial, que se ve emerger a la derecha del gráfico, se ensanche mucho. Sin embargo, el valle del modo relativo se logra observar satisfactoriamente. Como se puede apreciar, la fluorescencia del cristal al excitar el modo interno decrece pero poco, y a ojo no es posible identificar qué modo excitamos. Por eso, para identificar el modo, comparamos la frecuencia medida, la cual es $f_{rel} = 1.365$ MHz, con el valor teórico del modo, cuya expresión analítica es $\sqrt{3}f_{r1}$ [155], el cual está en buen acuerdo con la frecuencia medida.

9.1.2. Modulando la intensidad de los láseres

Un método alternativo para realizar espectroscopía de modos de movimiento de un cristal de iones atrapados consiste en modular la intensidad de alguno de los láseres [156]. Como los láseres están sintonizados cerca de la resonancia de las transiciones, el número de fotones absorbidos estará correspondientemente modulado en el tiempo. Si la frecuencia de modulación coincide con la frecuencia de uno de los modos, y además la dirección de propagación del láser tiene proyección en la dirección del modo, el movimiento del ion será excitado de manera resonante por las patadas de impulso de los fotones. Este método trae varias ventajas con respecto al método anterior. Principalmente, como es posible enfocar la luz en distintas

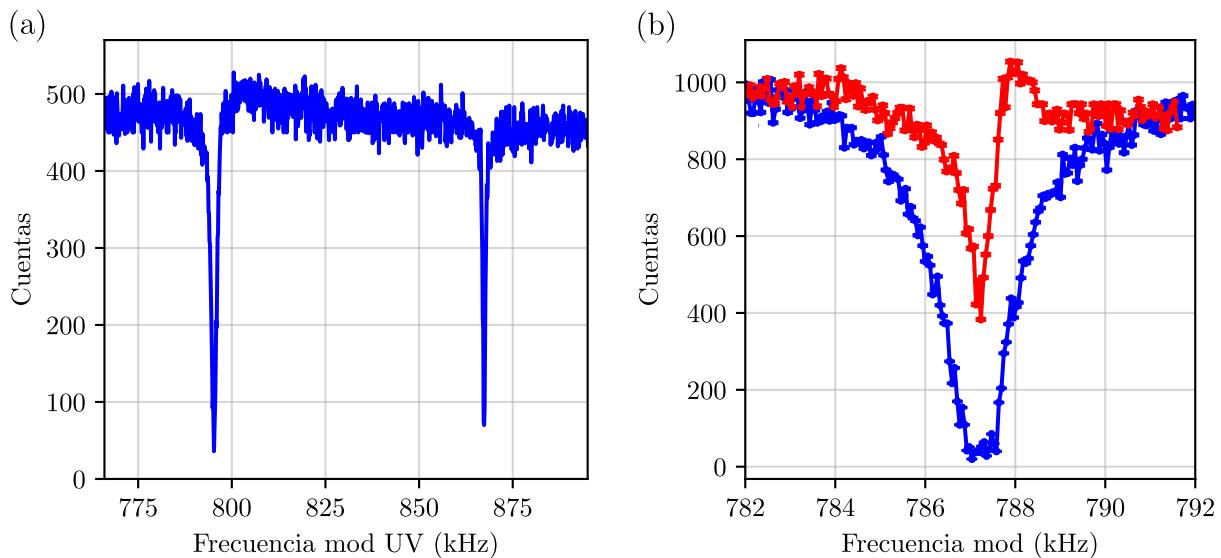


Figura 9.2: Fluorescencia en función de la frecuencia de modulación de la intensidad de los láseres. (a) Modulando la intensidad del láser UV se ve que cuando la frecuencia de modulación coincide con alguna de las frecuencias seculares radiales, el ion se excita resonantemente y su fluorescencia cae. (b) Comparación de la excitación del modo radial de menor frecuencia al modular la intensidad del láser UV (curva azul) y el IR (curva roja). Se ve que modular el UV genera un efecto más pronunciado que modular el IR, debido a que el ion absorbe más fotones en esa transición.

áreas de un cristal, se puede excitar selectivamente el o los iones deseados y, por ende, excitar modos internos con mayor facilidad. Sin embargo, dado que esto se realiza en el régimen dispersivo de absorción de luz, la misma está supeditada al estado electrónico del ion y a las potencias ópticas de cada transición. Es por esto que modular el láser UV o el láser IR no dará los mismos resultados. Con estas consideraciones, medimos el espectro de movimiento de un único ion modulando la intensidad de ambos láseres por separado, con miras de encontrar condiciones propicias para poder realizar estudios de espectroscopía de modos de cristales.

La modulación en intensidad de los láseres se lleva a cabo modulando la amplitud de la señal RF que alimenta el AOM del láser correspondiente. La modulación se realiza entre el valor máximo de intensidad y cero, con una forma funcional sinusoidal. Esto ocasiona que la intensidad media en un período sea la mitad de la intensidad máxima. Si bien es posible modular hasta un valor distinto a cero, vimos que el efecto máximo se dio en esta configuración. En la figura 9.2(a) vemos el efecto de modular la intensidad del láser UV. Allí encontramos los dos modos de oscilación radiales de un ion. Los valores de frecuencia encontrados difieren en alrededor de 0.5 % respecto a los encontrados modulando un electrodo, lo cual se debe a fluctuaciones en la amplitud del voltaje RF de atrapado. Por otro lado, en la figura 9.2(b) vemos la excitación del modo radial de menor frecuencia al modular el láser UV (curva azul) y al modular el láser IR (curva roja). La diferencia de la forma de ambos espectros está dada principalmente porque el ion absorbe en promedio 15 veces más fotones UV que IR, por lo cual la excitación resonante es más pronunciada al modular el láser UV.

La absorción de un fotón en una dada transición está supeditada a que el mismo tenga

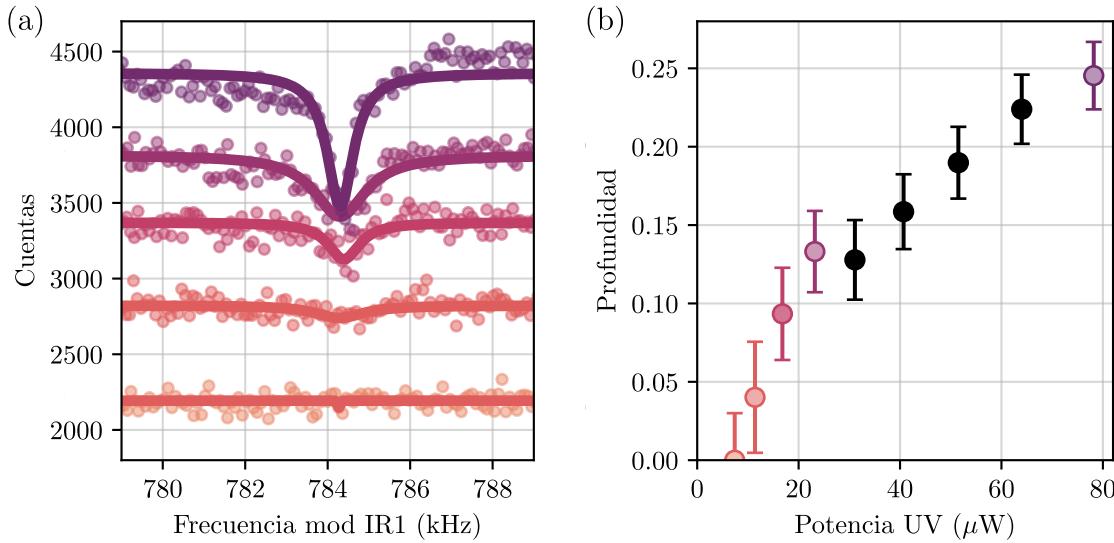


Figura 9.3: Excitación forzada del modo radial de menor frecuencia modulando la intensidad del haz IR en función de la potencia del láser UV. Mayor potencia UV implica una curva de color más oscuro. A la derecha, se grafica la profundidad del pico en función de la potencia del láser UV.

alta probabilidad de estar en el estado correspondiente. Eso está dado por el estado electrónico estacionario del sistema, lo cual está fuertemente vinculado a las potencias de ambos láseres. Para estudiar esto, en la figura 9.3 vemos el efecto que tiene variar la potencia del láser UV en los espectros obtenidos al modular la amplitud del láser IR. A la izquierda vemos la fluorescencia en función de la frecuencia de modulación de la intensidad del láser en torno al valor de frecuencia correspondiente a uno de los modos radiales. Podemos ver que para potencias UV altas logramos ver un valle, el cual representa que el modo se excita resonantemente. En dicho gráfico, las curvas con color más claro representan menos potencia UV. Se puede apreciar que el contraste de la resonancia se va perdiendo para menores valores de potencia UV, incluso siendo casi nulo para la curva de menor potencia UV, la cual tiene $\sim 8 \mu\text{W}$, correspondiente a un parámetro de saturación de $s_{\text{UV}} \sim 0.4$. A la derecha, cuantificamos la profundidad de dicho pico en función de la potencia del láser UV. Esto evidencia que para que el láser IR modulado tenga un efecto sobre el movimiento del ion, el mismo debe absorber una cantidad de fotones IR tal que el movimiento se excite resonantemente. Y esto se da más pronunciadamente cuando la transición S-P está muy saturada, ya que implica que el estado electrónico está con mayor probabilidad en un subestado D, lo cual hace correspondientemente más probable la absorción de un fotón IR.

Por otro lado, para poder hacer espectroscopía de modos en cristales resulta útil considerar la presencia de un par de láseres de enfriado UV+IR encendidos constantemente a modo de enfriar todos los modos además del láser modulado. Esto se debe a que enfocar un láser en una parte del cristal puede empeorar el enfriado global del sistema. Sin embargo, la presencia de más de un láser excitando la misma transición ocasiona que la relación entre las potencias de dichos láseres sea determinante a la hora de observar determinado modo. Consideraremos dos láseres IR, en donde el IR1 será el láser de enfriado junto con el UV, y el IR2 será el láser modulado que actuará de sondeo para excitar modos. En la figura 9.4 vemos la excitación

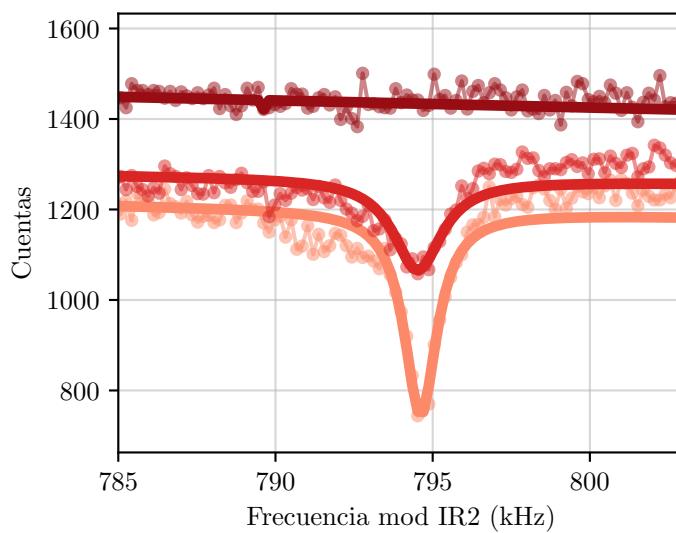


Figura 9.4: Fluorescencia en función de la frecuencia de modulación de la intensidad del láser IR2 para tres distintas potencias del láser IR1, en donde color más oscuro implica mayor potencia IR1.

de uno de los modos radiales al modular la intensidad del láser IR2, para tres potencias distintas del láser IR1. La curva de color más claro, que posee el pico más pronunciado, se corresponde con tener el IR1 apagado. Allí vemos la excitación del modo, como vimos antes. Sin embargo, al prender el láser IR2 el pico desaparece. Esto se explica por el hecho de que el ion gana más probabilidad de absorber fotones del láser de enfriamiento, en lugar de absorber fotones del láser de sondeo. Esto ocasiona que en esta configuración, para observar modos de oscilación utilizando dos láseres IR sea necesario ajustar las potencias apropiadamente en una configuración tal que la potencia del láser que excita los modos sea mucho mayor a la del láser que enfriá el cristal, pero no tanto como para calentarlo.

Con lo desarrollado previamente, demostramos que modular la intensidad de alguno de los haces en el régimen dispersivo permite excitar modos de movimiento de iones de manera resonante. Este método puede excitar modos de manera localizada en una región del cristal, con el enfoque deseado. Esto en principio podría excitar más eficientemente ciertos modos que no son los modos centro de masa. Sin embargo, no logramos excitar modos internos de esta manera. La razón más probable es que no se enfocó lo suficiente el haz frontal sobre un ion del cristal. Si esto no es así, y todos los iones son modulados a la vez en fase, los modos internos no son fáciles de excitar, como vimos al modular la tensión de un electrodo. Para este objetivo es necesario enfocar los haces a diámetros del orden de un par de μm de modo tal que iluminen sólo un ion del cristal.

9.2. Cálculo de frecuencias y modos de N iones

La trampa utilizada en esta tesis hace que la geometría de los cristales de iones atrapados sea bidimensional. Esto la constituye como una buena plataforma para estudiar activación

de modos de oscilación con luz estructurada. Particularmente, el perfil de intensidad tipo dona de los haces Laguerre-Gauss con $p = 0$, combinado con su helicidad, hace que éstos haces puedan activar modos de rotación selectivamente al tener la capacidad de incidir sobre distintas capas de iones en estas estructuras. Presentamos, en esta sección, la implementación de una técnica numérica para el cálculo de la posición de equilibrio de N iones fríos atrapados formando estructuras bidimensionales, y con éstas, el cálculo de los modos de oscilación de los mismos junto a sus frecuencias características. Por simplicidad, nos restringimos aquí a sus modos en el plano, pero estas técnicas pueden generalizarse fácilmente a modos 3D con proyecciones axiales. Para esto nos vamos a basar en [157] y en [158], en donde se hacen cálculos similares para estructuras unidimensionales.

Para calcular las posiciones de equilibrio de un sistema de N partículas cargadas atrapadas en un potencial armónico 2D, consideramos el potencial total del sistema como

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N) = \frac{m}{2} \sum_{n=1}^N (\omega_x^2 x_n^2 + \omega_y^2 y_n^2) + \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \sum_{\substack{n,m=1, \\ m \neq n}}^N \frac{1}{|\vec{r}_n - \vec{r}_m|} \quad (9.1)$$

en donde $\vec{r}_n = (x_n, y_n)$ es la posición de la partícula n , y $\omega_{x,y}$ representa la frecuencia secular característica del potencial en alguna de las direcciones radiales, nomencladas x e y . Con esto, las ecuaciones dinámicas para las posiciones de los iones en la trampa en función del tiempo, en ausencia de mecanismos disipativos, son

$$m \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} - \nabla V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N) = 0. \quad (9.2)$$

Una manera para hallar las posiciones de equilibrio de las partículas es pedir que el primer término dinámico se anule en las posiciones de equilibrio, nomencladas $\vec{r}_m^{(0)}$, con lo que se obtiene

$$[\nabla V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N)]_{\vec{r}_m = \vec{r}_m^{(0)}} = 0. \quad (9.3)$$

Es decir, las posiciones de equilibrio son las que anulan el gradiente del potencial total. Podemos adimensionalizar el problema en las variables de posición tomando

$$\vec{r}_n^{(0)} = (l_x u_n, l_y v_n). \quad (9.4)$$

Allí, las variables $l_{x,y} = (e^2 / 4\pi\epsilon_0 m \omega_{x,y}^2)^{1/3}$ representan las escalas de longitud del problema relacionadas con las frecuencias seculares. De esta forma, para la geometría de la trampa utilizada en esta tesis, según lo medido en las secciones anteriores, vale que

$$\frac{l_x}{l_y} = \left(\frac{\omega_y}{\omega_x} \right)^{2/3} \sim 1.08 \quad (9.5)$$

Este factor es el que determina la proporción del tamaño de los cristales atrapados de manera tal que será un 8 % mayor en una dirección que en la otra. De esta manera quedan planteadas ecuaciones para las posiciones de equilibrio de los iones de forma tal que

$$u_n - l_x^3 \sum_{m \neq n} \left[\frac{u_n - u_m}{[l_x^2(u_n - u_m)^2 + l_y^2(v_n - v_m)^2]^{3/2}} \right] = 0 \quad (9.6)$$

y

$$v_n - l_y^3 \sum_{m \neq n} \left[\frac{v_n - v_m}{[l_x^2(u_n - u_m)^2 + l_y^2(v_n - v_m)^2]^{3/2}} \right] = 0. \quad (9.7)$$

Para encontrar las posiciones de equilibrio es posible resolver este sistema de $2N$ ecuaciones acopladas mediante métodos numéricos, por ejemplo tipo Newton-Raphson o similares. Sin embargo, es común que para valores de N grandes, típicamente mayores a 10, este método provea valores de posiciones que no se corresponden con mínimos globales de potencial sino mínimos locales, dando estructuras inestables.

Una alternativa a esto consiste en agregarle a la dinámica una componente de amortiguamiento proporcional a la velocidad de las partículas y resolver las ecuaciones diferenciales para el movimiento de las mismas con posiciones iniciales arbitrarias y un amortiguamiento lo suficientemente rápido como para que la solución converja a las posiciones de equilibrio en tiempos cortos. Considerando un factor de proporcionalidad γ , la dinámica queda

$$\frac{1}{\omega_x^2} \frac{d^2 u_n}{dt^2} + \frac{\gamma}{m \omega_x^2} \frac{du_n}{dt} + u_n - l_x^3 \sum_{m \neq n} \left[\frac{u_n - u_m}{[l_x^2(u_n - u_m)^2 + l_y^2(v_n - v_m)^2]^{3/2}} \right] = 0 \quad (9.8)$$

y

$$\frac{1}{\omega_y^2} \frac{d^2 v_n}{dt^2} + \frac{\gamma}{m \omega_y^2} \frac{dv_n}{dt} + v_n - l_y^3 \sum_{m \neq n} \left[\frac{v_n - v_m}{[l_x^2(u_n - u_m)^2 + l_y^2(v_n - v_m)^2]^{3/2}} \right] = 0, \quad (9.9)$$

en donde $(u_n(t), v_n(t))$ es la posición adimensionalizada de la partícula n a tiempo t . Con esto, establecemos una condición inicial al azar para las N partículas (restringida a un volumen pequeño) y buscamos la posición de equilibrio tal que

$$(u_n(t), v_n(t)) \xrightarrow[t \rightarrow \infty]{} (u_n^{(0)}, v_n^{(0)}). \quad (9.10)$$

Finalmente, dos consideraciones. Primero, adimensionalizamos el problema también en su variable temporal utilizando una de las frecuencias de la trampa tal que $\tau = \omega_x t$. En segundo lugar, si bien formalmente el valor de γ está vinculado a la eficiencia de enfriamiento Doppler, como para este cálculo necesitamos únicamente las posiciones finales de los iones, tomamos por simplicidad $\gamma/m\omega_x = 1$. Con todo esto, las ecuaciones para la dinámica resultan

$$\frac{d^2 u_n}{d\tau^2} + \frac{du_n}{d\tau} + u_n - l_x^3 \sum_{m \neq n} \left[\frac{u_n - u_m}{[l_x^2(u_n - u_m)^2 + l_y^2(v_n - v_m)^2]^{3/2}} \right] = 0 \quad (9.11)$$

y

$$\left(\frac{\omega_x}{\omega_y} \right)^2 \frac{d^2 v_n}{d\tau^2} + \left(\frac{\omega_x}{\omega_y} \right)^2 \frac{dv_n}{d\tau} + v_n - l_y^3 \sum_{m \neq n} \left[\frac{v_n - v_m}{[l_x^2(u_n - u_m)^2 + l_y^2(v_n - v_m)^2]^{3/2}} \right] = 0. \quad (9.12)$$

En la figura 9.5 graficamos las posiciones de equilibrio simuladas de cristales de iones de distinta cantidad, desde 1 hasta 20. Para una mejor apreciación, y para tener una noción de las distancias entre iones, los ejes fueron normalizados de forma tal que el cuadrado que contiene a cada cristal mide $8l_x \times 8l_y$. Para los parámetros experimentales medidos en este capítulo, $l_x \sim 5 \mu\text{m}$, por lo que la dimensión del cuadrado es de $40 \mu\text{m} \times 43 \mu\text{m}$. En primer

lugar podemos ver que los arreglos coinciden con los mostrados en el capítulo 2. Por otro lado, podemos ver también que emerge una estructura de capas de iones. Para cristales de 5 iones o menos, hay una sola capa de iones. Sin embargo, el cristal de 6 iones se arregla con una capa externa de 5 y una interna de 1. Para más iones, sigue habiendo dos capas de distintas cantidades. Sin embargo, el cristal de 20 iones tiene una estructura formada por 3 capas, en donde hay 1 ion en el centro, 7 en una capa intermedia y 12 en la capa más externa.

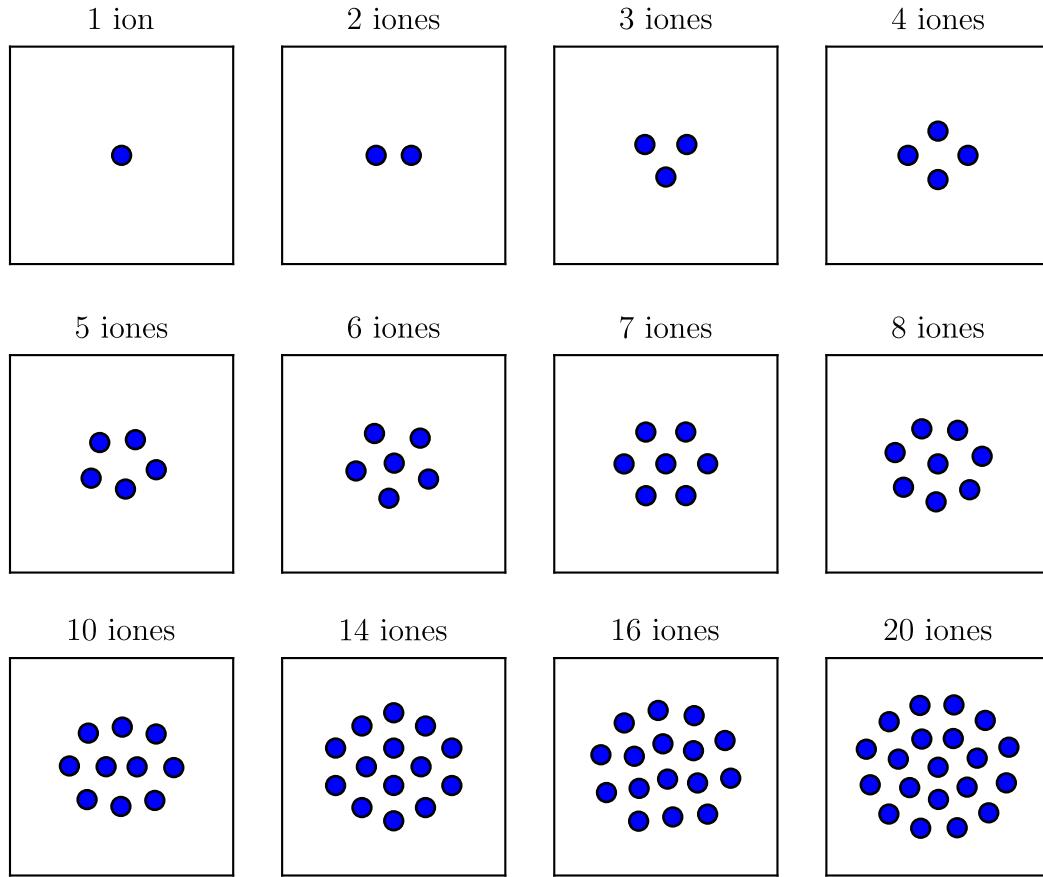


Figura 9.5: Simulaciones de arreglos bidimensionales de iones con los parámetros de la trampa utilizada.

De estas estructuras resulta de interés el cálculo de los $2N$ modos normales de oscilación en el plano, junto a sus frecuencias características. Esto se calcula mediante la diagonalización de la matriz dinámica A del sistema. Definiendo el vector combinado $\vec{z} = (x_1, x_2, \dots, x_N, y_1, y_2, \dots, y_N)$, la misma se calcula mediante

$$A_{i,j} = \frac{\partial^2 V}{\partial z_i \partial z_j}. \quad (9.13)$$

Su expresión genérica puede encontrarse en el apéndice D. Al diagonalizar esta matriz, los autovectores representan las direcciones de oscilación mientras que la raíz cuadrada de los autovalores son proporcionales a las frecuencias asociadas a dichos modos.

En la figura 9.6, a modo de ejemplo, mostramos los modos de oscilación de un cristal de 4 iones con $\omega_x = 2\pi \times 791$ kHz y $\omega_y = 2\pi \times 879$ kHz. En particular, vemos que estas

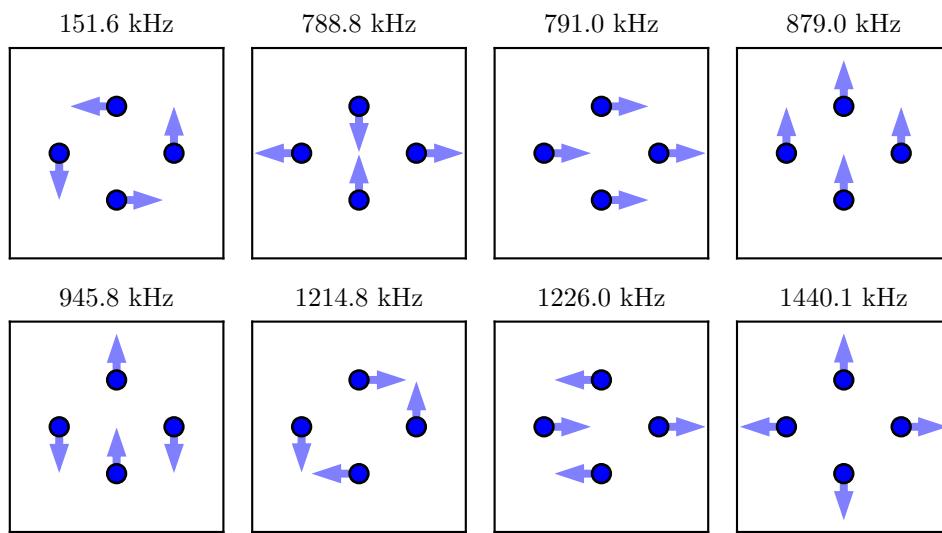


Figura 9.6: Modos normales 2D de oscilación de un cristal de 4 iones. En la parte superior de cada recuadro se encuentra la frecuencia asociada a cada modo tomando las frecuencias seculares medidas en el capítulo anterior. Las flechas sobre cada ion representan la dirección y sentido del movimiento a un dado tiempo.

dos frecuencias coinciden con las frecuencias de los modos de oscilación de centro de masa, en donde los autovectores asociados representan a todos los iones oscilando en fase en la misma dirección. Por otro lado, vemos la existencia de otros 6 modos. En particular, en este caso, el modo de mayor frecuencia es el denominado modo de “respiración”. Por otro lado, un modo que reviste particular interés es el de menor frecuencia. Si bien dicho modo describe una vibración, su excitación resonante puede llevar a que el cristal rote en el plano que los contiene, por lo cual se lo asocia a un modo de rotación.

Para finalizar, hacemos foco en el estudio del modo de rotación para estructuras de distinta cantidad de iones. En la figura 9.7(a) vemos cómo son geométricamente los modos de rotación para cristales de 6, 7, 10, 14, 18 y 20 iones. Por ejemplo, en los dos primeros su capa exterior rota mientras que el ion del centro se queda quieto. Para 10 y 14 iones, los que están en la capa interna, que en este caso son 2 y 4 respectivamente, también rotan, de forma tal que cada capa de iones describe una rotación. Finalmente, para 18 y 20 iones tenemos estructuras de 3 capas, en donde las dos externas rotan y el ion del centro se queda quieto. Para más iones, el comportamiento es similar. De esta manera, evidenciamos la existencia de modos de rotación “intercapa”. En la figura 9.7(b) vemos la frecuencia asociada al modo de rotación para distintos valores de N . Como referencia, la frecuencia secular más baja es de 791 kHz, por lo que se evidencia que para cristales de más de 4 iones el modo de rotación posee una frecuencia característica de rotación al menos 10 veces más chica. Finalmente, algo a notar es que el comportamiento de dicha frecuencia con N no es trivial. Para ciertos valores puntuales la frecuencia es mayor, y para otros es casi cero. El caso más claro se da comparando las frecuencias de $N = 6, 7$ y 8 . Allí se ve que para $N = 7$, la frecuencia de rotación es más del doble que para 6 y 8 iones. Esto se da porque el cristal de 7 iones posee simetría de reflexión en ambos ejes del plano, lo cual no sucede con los otros cristales. Esto hace que su estructura

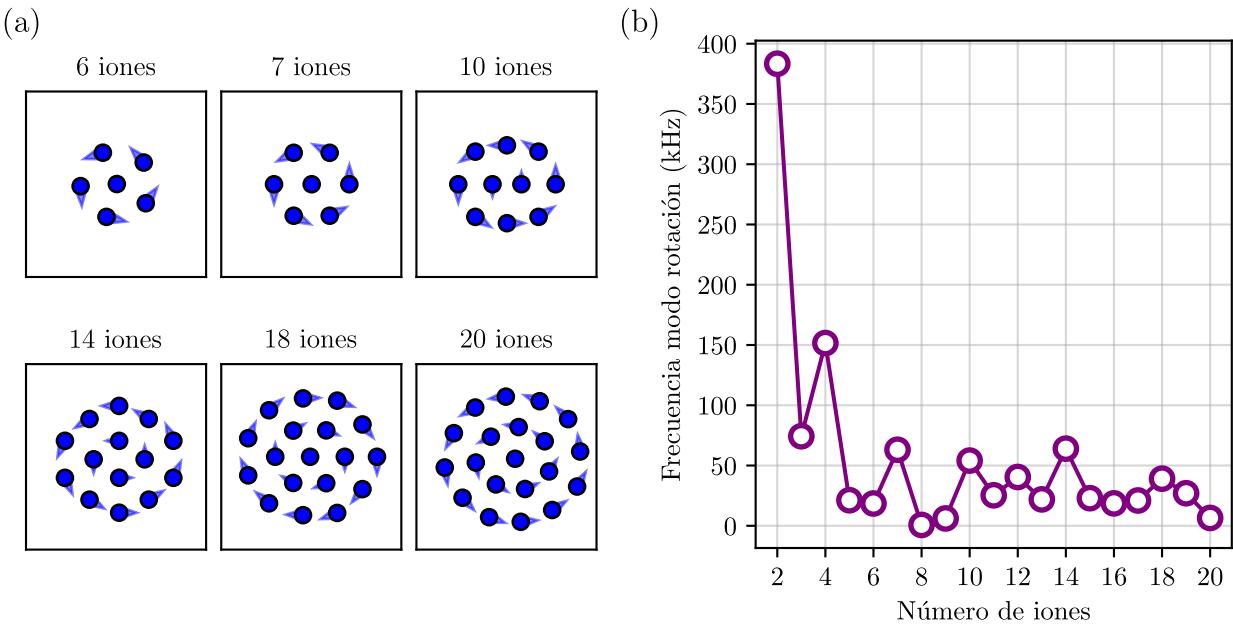


Figura 9.7: Modos de rotación en el plano de cristales 2D. (a) Gráficos ilustrativos del modo de rotación para distintas estructuras compuestas por 2 y 3 capas de iones. (b) Frecuencia del modo de rotación en función del número de iones del cristal.

sea más estable ante perturbaciones y, por ende, su frecuencia de activación sea mayor.

Como se desarrolló en este capítulo, es posible excitar modos de oscilación tanto modulando electrodos como con luz. Con estas nociones, es posible hacer espectroscopía de modos de rotación de cristales utilizando haces estructurados. Por ejemplo, un haz Laguerre-Gauss con una helicidad dada transfiere momento angular en la dirección azimutal. Eso los hace particularmente aptos para llevar a cabo dicha espectroscopía. Además, con estructuras de haces más complejas como por ejemplo haces radialmente polarizados, podrían excitarse modos superiores, como modos colectivos de respiración y estudiar así dinámicas de transporte en cristales de iones bidimensionales.

Capítulo 10

Conclusiones y perspectivas

En esta tesis se desarrolló la puesta a punto de una trampa de Paul de iones individuales de calcio. Con la misma realizamos los primeros experimentos originales cuyo núcleo fue la implementación de una técnica espectroscópica conocida como atrapamiento coherente de población (CPT), la cual se manifiesta en los espectros atómicos como valles llamados resonancias oscuras cuyos anchos son mucho menores a los anchos de línea de las transiciones dipolares involucradas. Estas resonancias representan la preparación del ion en un estado oscuro superposición, y son sensibles a diversos parámetros experimentales, los cuales estudiamos en detalle a lo largo de esta tesis.

Para poner a punto esta técnica, en primer lugar estudiamos la dinámica atómica transitoria, logrando medir fenómenos atómicos en la escala temporal por debajo de $1 \mu\text{s}$. Esto, además de brindar información sobre los tiempos característicos de la dinámica, sirvió como calibración y caracterización general tanto del sistema experimental, en donde obtuvimos parámetros de saturación de transiciones y eficiencia de colección del sistema de detección, como del sistema atómico, en donde medimos factores de ramificado y tiempos de vida medio de estados excitados.

Posteriormente, orientamos el estudio hacia la dinámica atómica en regímenes de campo magnético \vec{B} bajo, calibrados utilizando espectros CPT. La comunidad de iones atrapados suele utilizar campos magnéticos externos para fijar un eje de cuantización en el sistema. En este estudio desarrollamos un experimento en donde quedó en evidencia en qué régimen la autobase del sistema está determinada por la dirección del campo magnético y en qué régimen está dada por la dirección del campo eléctrico del láser, es decir, la dirección de su polarización. Comprender en detalle esto resulta particularmente útil si se trabaja en regímenes de campo magnético bajo, en donde la fluorescencia puede tener un comportamiento decreciente con la potencia del láser. Esto es muy común de observar al trabajar con $^{171}\text{Yb}^+$, en donde por su estructura de niveles hiperfinos es necesario trabajar con potencias lo suficientemente bajas como para que no haya bombeo a estados oscuros, pero lo suficientemente alta como para que los iones se enfrién eficientemente [159].

Luego, en un régimen de campo magnético alto, pusimos a punto la técnica de espectroscopía coherente CPT en donde al medir espectros atómicos se resuelven individualmente las resonancias oscuras. Éstas tienen una gran versatilidad ya que son sensibles a diversos parámetros tanto atómicos como externos, como desarrollamos en esta tesis. Para este fin, desarrollamos un modelo teórico completo que incluye la capacidad de agregarle un segundo

láser IR a la dinámica, como así efectos de modulación por micromoción. Haciendo foco en la temperatura, mostramos que es posible realizar termometría de iones caracterizando la forma de las mismas. Midiendo espectros de resonancias oscuras es posible, por ejemplo, medir la tasa de calentamiento de la trampa. Además, estudiamos la influencia de la micromoción en la temperatura de un único ion bajo distintas condiciones de micromoción. Allí medimos espectros CPT con micromoción y, ajustándolos con el modelo desarrollado, extrajimos la temperatura del ion y el factor de modulación β de cada medición. Al graficar ambas variables entre sí, queda en evidencia la aparición del fenómeno de calentamiento por micromoción, para el cual desarrollamos un modelo que predice muy bien los resultados obtenidos.

En una siguiente etapa, presentamos las herramientas necesarias para poder realizar polarimetría de un haz vectorial utilizando la sensibilidad de la técnica de CPT con la polarización de los haces. Para este fin, agregamos un láser adicional a la dinámica, particularmente un láser IR, de forma tal de evitar efectos de bombeo óptico hacia subestados D y poder resolver todas las resonancias oscuras. De esta manera, es posible medir la profundidad de cada resonancia y con ello, estimar la polarización del láser IR original. Realizando este estudio, notamos que el láser IR adicional puede tener un efecto sobre un espectro de resonancias oscuras dado, y dicho efecto es altamente sensible a su polarización. De esta manera es posible estimar la polarización del láser adicional. Con esto, presentamos dos esquemas con los cuales se puede estimar la polarización de alguno de los láseres IR. Esto se puede aplicar a experimentos de tomografía de haces vectoriales, de forma tal de caracterizar el perfil de polarización de haces estructurados, como por ejemplo haces radialmente polarizados muy enfocados, los cuales tienen componentes de campos eléctricos longitudinales muy altos.

Por otro lado, presentamos un esquema con el que detectamos efecto Doppler rotacional entre haces Laguerre-Gauss y un único ion. Dado que el ion tiene una dimensión mucho más pequeña que los anchos característicos del haz, logramos medir por primera vez la forma funcional del efecto al desplazar los haces respecto al ion, variando por ende la distancia r del ion al centro del haz, algo que hasta ahora no se había logrado. De esta manera observamos su divergencia en el centro del haz. En base a esto, concluimos que es posible que exista un régimen en donde sea posible observar “súper corrimientos Doppler”, es decir, un régimen en donde, por su forma funcional divergente en el centro, el efecto Doppler rotacional sea mayor al efecto Doppler longitudinal. No sólo eso, sino que también en este régimen podrían existir eventos de “súper patadas”, es decir, transferencias de momento mayores a $\hbar k$. Esto debería ocurrir típicamente para valores de $r < 1 \mu\text{m}$. En esta tesis no realizamos mediciones en dicho régimen ya que los haces utilizados fueron de diámetros muy grandes y, dado el perfil de intensidad tipo dona de éstos, la región de interés para este fin posee intensidad prácticamente nula. Para este fin, planeamos trabajar en un régimen de haces mucho más enfocados de diámetros del orden de algunos pocos μm . Esperamos que allí el rol de los campos longitudinales también sea importante y consideramos que los esquemas CPT desarrollados en esta tesis pueden resultar particularmente útiles para este fin. Adicionalmente, variando el tamaño de los haces medimos una característica del efecto que era conocida desde el punto de vista de la expresión teórica pero que nunca había sido testeada, que es la invariancia de escala respecto al tamaño del haz del efecto.

Las técnicas desarrolladas en esta tesis fueron puestas a prueba principalmente utilizando un único ion atrapado. Sin embargo, pueden aplicarse para estudiar dinámica en cristales de más de un ion. Para ello, resultaría particularmente útil implementar un sistema de colección

de luz de cada ion individualmente. Esto se puede lograr sincronizando la cámara sCMOS para realizar mediciones pulsadas con resolución espacial. Combinando esto con espectroscopía CPT, en donde podemos estimar tanto el factor de micromoción como la temperatura del ion de interés, planeamos estudiar fenómenos de transporte en cristales en los cuales, por la estructura del potencial dado por la geometría de la trampa, inevitablemente hay micromoción en exceso presente, como es el caso de la trampa utilizada en esta tesis. También, los métodos desarrollados servirán para su aplicación en trampas con distintas geometrías. En particular, en el laboratorio actualmente se encuentra funcionando una trampa con geometría lineal, en la cual se pueden atrapar iones de calcio y de iterbio con geometrías unidimensionales tipo cadenas, las cuales constituyen plataformas ideales para estudiar distintos regímenes de transporte, como lo son el difusivo y el balístico.

Para finalizar, la geometría de los cristales bidimensionales que se obtienen con la trampa utilizada los hace particularmente aptos para el estudio de su interacción con haces estructurados. Particularmente, planeamos el estudio de los modos de rotación de cristales de iones con dos e incluso tres capas de iones, descriptos en el capítulo 9. Utilizando haces con un perfil de intensidad tipo Laguerre-Gauss, modulando la intensidad del mismo y enfocándolo sobre distintas capas del cristal es posible excitar selectivamente ciertos modos de rotación intercapa que de otra manera serían difíciles de activar. Además, la técnica de espectroscopía CPT es particularmente útil para poder detectar la rotación de estos cristales al medir el efecto Doppler rotacional generado por dichas rotaciones. Estos modos tienen la característica de estar poco acoplados con el movimiento de cristales de otras capas. Esto permitiría, por ejemplo, generar gradientes de temperaturas dentro del cristal y estudiar procesos de termalización y transporte similares a los descriptos previamente. Por otro lado, combinando esto con técnicas de manipulación coherente, es en principio posible generar estados rotacionales coherentes, similares a los realizados con trampas superficiales [160], en donde se puede estudiar, por ejemplo, la dinámica de tuneleo entre dichos estados dada por la barrera de potencial entre la torsión del cristal y su rotación generada por el haz estructurado.

Apéndice A

Estados oscuros en sistema de 3 niveles

En este apéndice desarrollamos más extensamente el modelo teórico de la interacción de un sistema de 3 niveles tipo Λ con dos láseres. Realizamos el cálculo explícito del estado oscuro y mostramos cómo calcular la dinámica incoherente.

Consideramos el esquema de niveles de la figura A.1(a), con dos estados fundamentales $|1\rangle$ y $|3\rangle$ conectados a un estado excitado $|2\rangle$ mediante láseres d y r , respectivamente, por su analogía con las transiciones Doppler y de rebombeo. Como calculamos en el capítulo 3, en el marco de referencia rotante con la frecuencia de los láseres y estableciendo el cero de energía en el nivel excitado, la dinámica coherente está caracterizada por el hamiltoniano H' cuya representación matricial en la base canónica es

$$H' = \hbar \begin{pmatrix} \Delta_d & \frac{\Omega_d}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_d}{2} & 0 & \frac{\Omega_r}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_r}{2} & \Delta_r \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

en donde Δ_d y Δ_r son las desintonías de los láseres d y r respectivamente, y lo mismo con las frecuencias de Rabi Ω_d y Ω_r .

En primer lugar, tomaremos el caso simplificado $\Delta_d = \Delta_r = 0$. En este caso, el hamiltoniano es

$$H' = \hbar \begin{pmatrix} 0 & \frac{\Omega_d}{2} & 0 \\ \frac{\Omega_d}{2} & 0 & \frac{\Omega_r}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_r}{2} & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Para estudiar su dinámica procedemos a encontrar los autovectores y autovalores asociados. De esta manera, podemos ver que hay un estado que posee autovalor 0, el cual es

$$|\psi\rangle_{\text{DS}} = \frac{-\Omega_r|1\rangle + \Omega_d|3\rangle}{\sqrt{\Omega_r^2 + \Omega_d^2}}. \quad (\text{A.3})$$

Éste es un autoestado del sistema, por lo que no evoluciona temporalmente. Como en el mismo no aparece el estado excitado $|2\rangle$, constituye un estado oscuro o *dark state* (DS), ya que no acopla con los campos electromagnéticos de los láseres. Particularmente representa una combinación lineal de los dos estados fundamentales pesados por las frecuencias de Rabi. Análogamente, existe un estado combinación de los fundamentales que es ortogonal al estado

oscuro. El mismo es

$$|\psi\rangle_{\text{BS}} = \frac{\Omega_d|1\rangle + \Omega_r|3\rangle}{\sqrt{\Omega_r^2 + \Omega_d^2}}. \quad (\text{A.4})$$

Este estado sí acopla con los campos electromagnéticos, por lo cual se lo denomina estado brillante o *bright state* (BS). Es decir, en la condición de desintonías en donde ambas son iguales a cero, podemos encontrar una base de estados fundamentales rotada $\{|1\rangle, |3\rangle\} \rightarrow \{|\psi\rangle_{\text{DS}}, |\psi\rangle_{\text{BS}}\}$ en donde uno de los estados absorbe fotones de los campos electromagnéticos pero el otro no. Por emisión espontánea, el estado excitado puede decaer eventualmente a ambos estados. Cuando decaiga al estado oscuro, la población atómica se atrapará allí, como se ilustra en la figura A.1(b). Por ello, este fenómeno se lo denomina atrapamiento coherente de población. La palabra “coherente” hace referencia a que el estado en el que se atrapa es justamente un estado superposición. Vale aclarar, también, que si las desintonías coinciden pero no son iguales a cero, es decir $\Delta_r = \Delta_d \equiv \Delta$, el estado oscuro introducido anteriormente también es autoestado del sistema, con autovalor Δ , por lo cual la dinámica será idéntica.

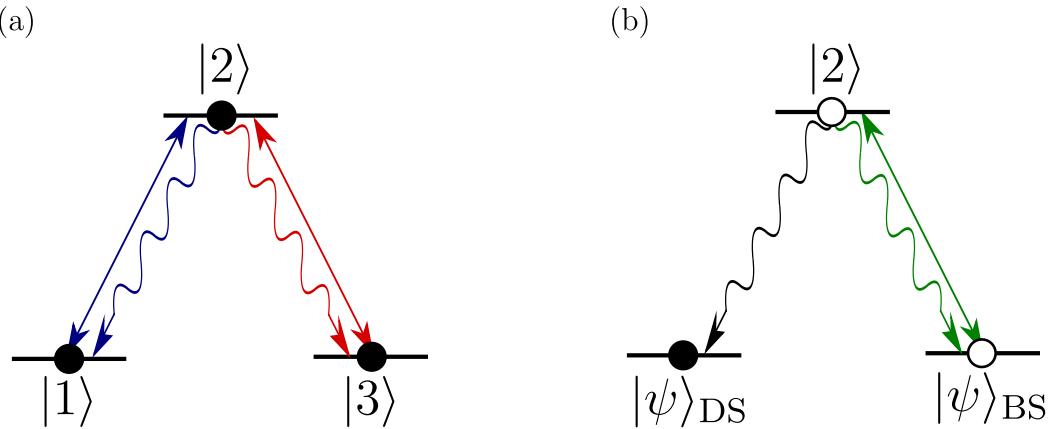


Figura A.1: (a) Sistema de tres niveles con dos láseres acoplando los estados inferiores al superior. De éste, decae a los dos inferiores por emisión espontánea. (b) Para $\Delta_d = \Delta_r$, existe una base de estados fundamentales en donde uno de los estados no acopla al excitado, llamado estado oscuro. El estado ortogonal a éste, llamado estado brillante, sí acopla. Bajo dicha condición, el estado oscuro es eventualmente poblado por emisión espontánea, y la fluorescencia atómica se detiene.

Procedemos ahora a estudiar la dinámica incoherente, mostrando cómo calcular explícitamente el superoperador de Lindblad asociado que tiene la forma

$$\mathcal{L}_{\text{damp}}(\rho) = -\frac{1}{2} \sum_m \left[\hat{C}_m^\dagger \hat{C}_m \rho + \rho \hat{C}_m^\dagger \hat{C}_m - 2 \hat{C}_m \rho \hat{C}_m^\dagger \right]. \quad (\text{A.5})$$

Para ello, consideramos dos tipos de operadores de decoherencia. En primer lugar, los dados por el decaimiento espontáneo del estado excitado hacia los dos fundamentales se expresan como

$$C_{21} = \sqrt{\Gamma_{21}} |1\rangle \langle 2| \quad (\text{A.6})$$

y

$$C_{23} = \sqrt{\Gamma_{23}} |3\rangle \langle 2|, \quad (\text{A.7})$$

en donde Γ_{21} y Γ_{23} son las tasas de decaimiento del estado excitado a los respectivos estados fundamentales. Por otro lado, consideramos operadores que dan nota de un ancho de línea finito de los láseres Γ_d y Γ_r . Éstos son

$$C_d = \sqrt{2\Gamma_d} |1\rangle \langle 1| \quad (\text{A.8})$$

y

$$C_r = \sqrt{2\Gamma_r} |3\rangle \langle 3|. \quad (\text{A.9})$$

Con estos, se calcula el superoperador de Lindblad $\mathcal{L}_{\text{damp}}(\rho)$. Considerando

$$\rho = \sum_{n=1}^3 \sum_{m=1}^3 \rho_{nm} |n\rangle \langle m| \quad (\text{A.10})$$

se debe calcular la contribución de cada operador de decoherencia al superoperador. Por ejemplo, para C_{21} , su contribución es

$$-\frac{1}{2}\Gamma_{21} \left(\underbrace{|2\rangle \langle 1|1\rangle \langle 2|}_{|2\rangle \langle 2|} \rho + \rho \underbrace{|2\rangle \langle 1|1\rangle \langle 2|}_{|2\rangle \langle 2|} - 2|1\rangle \underbrace{\langle 2|\rho|2\rangle \langle 1|}_{\rho_{22}} \right) \quad (\text{A.11})$$

Si vemos el último término de dicha expresión, podemos ver que el término de decoherencia considerado aporta a la ecuación diferencial de $\dot{\rho}_{11}$ una componente proporcional a $\Gamma_{21}\rho_{22}|1\rangle \langle 1|$. Esto quiere decir que el estado 1 se puebla a una tasa proporcional a la población en el estado excitado ρ_{22} y al ancho de línea Γ_{21} , consistente con el fenómeno de emisión espontánea modelado. Expandiendo el resto de los términos, más los de los demás operadores, es posible escribir toda la dinámica incoherente del sistema con la cual se pueden escribir explícitamente las ecuaciones diferenciales para las poblaciones atómicas.

Apéndice B

Cálculos auxiliares para un sistema de 8 niveles

Establecemos aquí las herramientas necesarias para el cálculo de la dinámica del sistema de 8 niveles del ion de calcio interactuando con un láser UV y un láser IR. Esto puede extenderse a otros iones con esquemas de niveles similares, como el estroncio y el bario.

B.1. Hamiltoniano de interacción

Utilizamos como referencia el etiquetado de los estados de la figura (3.6). Con la nomenclatura de kets $|j, m_j\rangle$, dos estados fundamentales $4^2S_{1/2}$, $|1\rangle \equiv |1/2, -1/2\rangle$ y $|2\rangle \equiv |1/2, +1/2\rangle$, son conectados a dos estados excitados $4^2P_{1/2}$, $|3\rangle \equiv |1/2, -1/2\rangle$ y $|4\rangle \equiv |1/2, +1/2\rangle$ mediante un láser UV con polarización lineal $\hat{\epsilon}_{\text{UV}}$. Dicha transición tiene un ancho de línea de $\Gamma_{\text{SP}} = 2\pi \times 21.57$ MHz. Por otro lado, cuatro estados metaestables $3^2D_{3/2}$, $|5\rangle \equiv |3/2, -3/2\rangle$, $|6\rangle \equiv |3/2, -1/2\rangle$, $|7\rangle \equiv |3/2, +1/2\rangle$ y $|8\rangle \equiv |3/2, +3/2\rangle$ también se conectan a los estados P mediante un láser IR, cuya polarización $\hat{\epsilon}_{\text{IR}}$ es considerada también lineal. Dicha transición tiene un ancho de línea de $\Gamma_{\text{DP}} = 2\pi \times 1.482$ MHz.

Para calcular el hamiltoniano de interacción H_{int} del sistema de niveles con los dos láseres es necesario recurrir al teorema de Wigner-Eckart [161]. Escribiendo cada una de las posibles transiciones conectadas dipolarmente por los láseres, mediante dicho teorema es posible calcular la tasa de cada una de ellas que será proporcional al coeficiente de Clebsch-Gordan correspondiente. Considerando al campo magnético $\vec{B} = B\hat{z}$, tomamos la polarización de ambos láseres lineales de forma tal que, en coordenadas esféricas, describen un ángulo cenital $\theta_{\text{IR},\text{UV}}$ y un ángulo azimutal $\phi_{\text{IR},\text{UV}}$ respecto a \hat{z} . Además, consideramos las frecuencias de Rabi de cada transición $\Omega_{\text{IR},\text{UV}}$. Tomando la base $\{|i\rangle\}$, con estas consideraciones, los elementos de matriz del hamiltoniano de interacción relevantes para las transiciones S-P son

$$H_{\text{int},i,j} = \begin{cases} \left(\frac{\Omega_{\text{UV}}}{\sqrt{3}}\right) \cos \theta_{\text{UV}} & \text{si } (i, j) = (1, 3) \\ -\left(\frac{\Omega_{\text{UV}}}{\sqrt{3}}\right) \sin \theta_{\text{UV}} e^{i\phi_{\text{UV}}} & \text{si } (i, j) = (1, 4) \\ -\left(\frac{\Omega_{\text{UV}}}{\sqrt{3}}\right) \sin \theta_{\text{UV}} e^{-i\phi_{\text{UV}}} & \text{si } (i, j) = (2, 3) \\ \left(\frac{\Omega_{\text{UV}}}{\sqrt{3}}\right) \cos \theta_{\text{UV}} & \text{si } (i, j) = (2, 4) \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

mientras que para las transiciones D-P son

$$H_{\text{int}_{i,j}} = \begin{cases} -\left(\frac{\Omega_{\text{IR}}}{2}\right) \sin \theta_{\text{IR}} e^{-i\phi_{\text{IR}}} & \text{si } (i,j) = (3,5) \\ -\left(\frac{\Omega_{\text{IR}}}{\sqrt{3}}\right) \cos \theta_{\text{IR}} & \text{si } (i,j) = (3,6) \\ \left(\frac{\Omega_{\text{IR}}}{\sqrt{12}}\right) \sin \theta_{\text{IR}} e^{i\phi_{\text{IR}}} & \text{si } (i,j) = (3,7) \\ -\left(\frac{\Omega_{\text{IR}}}{\sqrt{12}}\right) \sin \theta_{\text{IR}} e^{-i\phi_{\text{IR}}} & \text{si } (i,j) = (4,6) \\ -\left(\frac{\Omega_{\text{IR}}}{\sqrt{3}}\right) \cos \theta_{\text{IR}} & \text{si } (i,j) = (4,7) \\ \left(\frac{\Omega_{\text{IR}}}{2}\right) \sin \theta_{\text{IR}} e^{i\phi_{\text{IR}}} & \text{si } (i,j) = (4,8) \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

B.2. Resonancias oscuras

Dependiendo de las polarizaciones de los láseres, diversos estados oscuros se pueden formar en función de las posibles transiciones. Un estado oscuro entre un subestado S y un subestado D se forma cuando el láser UV y el láser IR conectan dichos estados a través del mismo estado excitado P, es decir, cuando la desintonía respecto al estado excitado es la misma para ambas transiciones. Considerando que cada uno de los láseres puede excitar transiciones π ($\Delta m_j = 0$), σ_+ ($\Delta m_j = +1$) o σ_- ($\Delta m_j = -1$), siempre que podamos formar un sistema de 3 niveles mediante uno de los estados P existirá una resonancia oscura posible. En la figura B.1 ilustramos todas las posibles resonancias oscuras que pueden emergir en este esquema de niveles, que contabilizan un total de 12 distintas. En el panel (a) ilustramos los casos posibles en donde la polarización del UV es $\hat{\epsilon}_{\text{UV}} = \pi$, mientras que en el panel (b) hacemos lo mismo para $\hat{\epsilon}_{\text{UV}} = \sigma_+ + \sigma_-$. En ambos casos, las resonancias están indicadas con líneas de un color distinto para cada polarización del IR, señaladas en la parte superior de la figura. Además, en el panel (a) las líneas sólidas distinguen las resonancias oscuras que son conectadas a través del estado P con $m_j = -1/2$ y las líneas punteadas, con $m_j = +1/2$. En el caso particular del panel (b), esto tiene una correspondencia con la polarización del UV: la línea sólida involucra la componente $\hat{\epsilon}_{\text{UV}} = \sigma_-$, mientras que la línea punteada hace lo propio con $\hat{\epsilon}_{\text{UV}} = \sigma_+$. En la parte inferior, graficamos la ubicación de las resonancias oscuras en función de la cantidad $u = \frac{\mu_B}{\hbar} B = 1.4 \text{ MHz/G} \times B$. Estos fueron calculados utilizando los factores de Landé de cada estado y el corrimiento Zeeman por campo magnético. El tipo y color de línea que representa la resonancia oscura coincide con la utilizada en el gráfico intermedio, y la distancia entre ellas está a escala. De esto podemos concluir que las resonancias oscuras están más separadas entre sí para $\hat{\epsilon}_{\text{UV}} = \sigma_+ + \sigma_-$. Una segunda nota sobre esto es que si tuviéramos una polarización UV mezcla de ambas, no resolveríamos las 12 resonancias ya que 4 resonancias de cada configuración poseen la misma frecuencia ($\pm \frac{3}{5}u$ y $\pm \frac{7}{5}u$), por lo cual, incluso con un campo magnético alto, únicamente veríamos 8 picos en el espectro.

Para completar la descripción de las resonancias oscuras observadas en esta tesis, en la figura B.2 mostramos los casos posibles de estados oscuros entre subestados D al utilizar dos láseres IR. Incluimos sólo los casos en donde el estado oscuro se forma con dos subestados distintos ya que, si bien es posible que los dos láseres IR exciten la misma transición entre un subestado D y uno P, no se formará allí un estado oscuro. Por ende, en la figura B.2(a), en donde $\hat{\epsilon}_{\text{IR}1} = \pi$, omitimos el caso $\hat{\epsilon}_{\text{IR}2} = \pi$ ya que, si bien se cumple la condición de resonancia oscura, en efecto no se forma un estado oscuro sino que simplemente se crea un

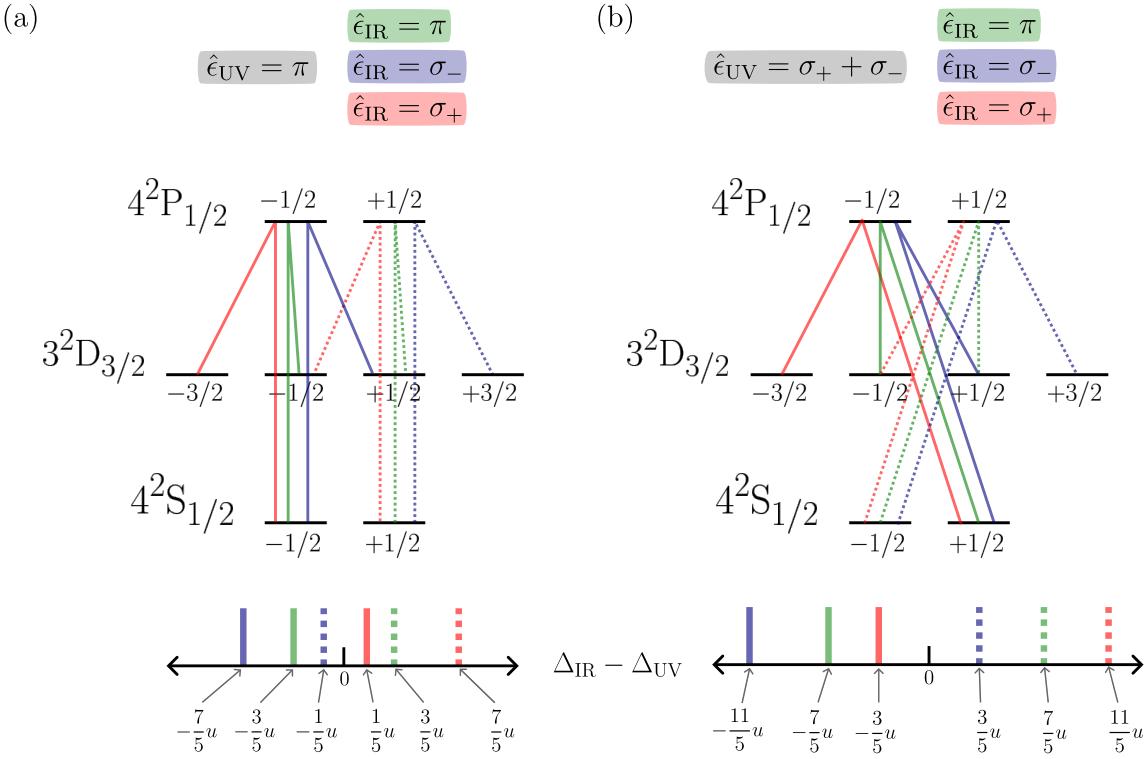


Figura B.1: Gráfico de todas las resonancias oscuras posibles para el sistema de 8 niveles del ion de calcio. Arriba se encuentra la polarización de ambos láseres utilizada. Distinguimos en colores según la polarización del IR. Luego, en el esquema de niveles señalamos las 6 resonancias que emergen en cada configuración según qué estados S y D se conectan y con qué estado P. Luego, abajo marcamos el valor de $\Delta_{\text{IR}} - \Delta_{\text{UV}}$ en el que aparece la resonancia en función de $u = 1.4 \text{ MHz/G} \times B$. (a) Caso $\hat{\epsilon}_{\text{UV}} = \pi$. (b) Caso $\hat{\epsilon}_{\text{UV}} = \sigma_+ + \sigma_-$.

batido en amplitud del láser. En dicha subfigura, vemos que emergen 4 posibles resonancias oscuras. Sin embargo, al graficar el valor de $\Delta_{\text{IR1}} - \Delta_{\text{IR2}}$ en el que aparecen vemos que las dos resonancias oscuras graficadas en línea roja (tanto la línea sólida como la línea punteada) caen en el mismo valor de frecuencia. Lo mismo para las resonancias oscuras marcadas con línea azul. Éste es el caso estudiado en detalle al final del capítulo 7, y el que elegimos para los estudios desarrollados en el capítulo 8. Por otro lado, en la figura B.2(b) ilustramos el caso con $\hat{\epsilon}_{\text{IR1}} = \sigma_+ + \sigma_-$, nuevamente omitiendo los casos particulares en donde el estado oscuro está formado por los dos mismos subestados D. Observamos en este caso 8 estados oscuros. Nuevamente, los estados ilustrados con líneas del mismo color caen en el mismo valor de frecuencia, por lo cual emergen 4 resonancias oscuras en el espectro.

B.3. Operadores de decoherencia

Para calcular la dinámica, consideraremos nuevamente operadores de decoherencia de igual manera que hicimos en el caso de 3 niveles [79]. Sin embargo, como ahora las tasas de los posibles decaimientos están vinculadas con los coeficientes de Clebsch-Gordan, los

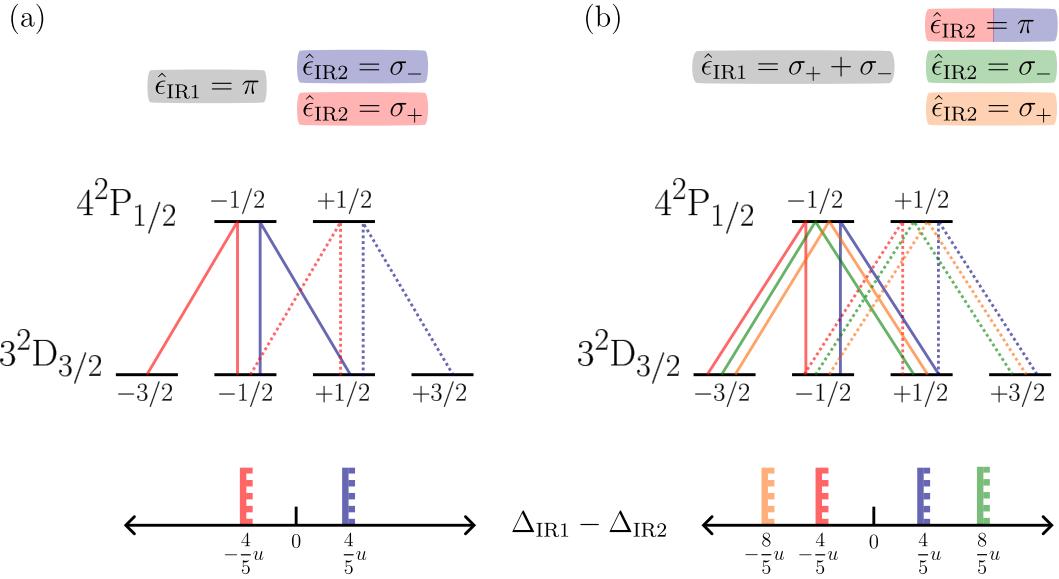


Figura B.2: Gráfico de las resonancias oscuras posibles entre subestados D al usar dos láseres IR. Graficamos sólo los casos en donde el estado oscuro es una superposición de dos estados distintos. En ambos casos, las dos resonancias del mismo color, tanto la graficada en línea sólida como la de línea punteada, caen en el mismo valor de $\Delta_{\text{IR}2} - \Delta_{\text{IR}1}$. (a) Caso $\hat{\epsilon}_{\text{IR}1} = \pi$. (b) Caso $\hat{\epsilon}_{\text{IR}1} = \sigma_+ + \sigma_-$

operadores tienen expresiones particulares. Consideramos 3 operadores de decaimiento de un subestado P a un subestado S, uno para cada tipo de decaimiento (π , σ_+ y σ_-), y lo mismo para el decaimiento de los subestados P a los D. Con esto, los operadores de decaimiento son

$$\hat{C}_1 = \sqrt{\frac{2}{3}\Gamma_{\text{SP}}} |1\rangle \langle 4|, \quad (\text{B.3})$$

$$\hat{C}_2 = \sqrt{\frac{2}{3}\Gamma_{\text{SP}}} |2\rangle \langle 3|, \quad (\text{B.4})$$

$$\hat{C}_3 = \sqrt{\frac{1}{3}\Gamma_{\text{SP}}}(|1\rangle \langle 3| - |2\rangle \langle 4|), \quad (\text{B.5})$$

$$\hat{C}_4 = \sqrt{\frac{1}{2}\Gamma_{\text{DP}}} |5\rangle \langle 3| + \sqrt{\frac{1}{6}\Gamma_{\text{DP}}} |6\rangle \langle 4|, \quad (\text{B.6})$$

$$\hat{C}_5 = \sqrt{\frac{1}{6}\Gamma_{\text{DP}}} |7\rangle \langle 3| + \sqrt{\frac{1}{2}\Gamma_{\text{DP}}} |8\rangle \langle 4|, \quad (\text{B.7})$$

$$\hat{C}_6 = \sqrt{\frac{1}{3}\Gamma_{\text{DP}}}(|6\rangle \langle 3| + |7\rangle \langle 4|). \quad (\text{B.8})$$

Finalmente, como antes, consideraremos que los láseres tienen un ancho de línea finito lo cual se ve reflejado en los operadores

$$\hat{C}_7 = \sqrt{2\Gamma_{\text{UV}}}(|1\rangle \langle 1| + |2\rangle \langle 2|), \quad (\text{B.9})$$

$$\hat{C}_8 = \sqrt{2\Gamma_{\text{IR}}}(|5\rangle \langle 5| + |6\rangle \langle 6| + |7\rangle \langle 7| + |8\rangle \langle 8|). \quad (\text{B.10})$$

Apéndice C

Sistema de 8 niveles con modulación

Especificamos aquí los detalles del cálculo de la dinámica del sistema de 8 niveles en donde el hamiltoniano tiene una modulación temporal, dada por dos posibles situaciones. En primer lugar, por batidos generados por dos láseres en la misma transición, en donde la frecuencia de modulación es la diferencia entre las frecuencias de los láseres. En segundo lugar, por la inclusión de la micromoción a la dinámica, en donde la frecuencia de modulación es la frecuencia de la trampa. En términos de la expresión del hamiltoniano, la diferencia principal entre ambos efectos es que en el primer caso, la modulación se encontrará en el hamiltoniano de interacción, lo cual deviene en que los términos oscilantes aparezcan en componentes por fuera de la diagonal, mientras que en el segundo caso, como la influencia de la micromoción actúa modulando las desintonías, las componentes dependientes del tiempo aparecen en la diagonal.

C.1. CPT con tres láseres

En primer lugar analizamos el caso de incluir dos láseres IR en la transición $3^2D_{3/2} \leftrightarrow 4^2P_{1/2}$. Al separar el hamiltoniano en una componente independiente del tiempo y una dependiente, emergen dos matrices H_{\pm} de dimensión 8×8 , como se muestra en la ecuación (3.34). Éstas dependen de la polarización del segundo láser IR, nomenclado IR2, y multiplican a las componentes $e^{\pm i\bar{\Delta}t}$, en donde $\bar{\Delta} = \Delta_{IR2} - \Delta_{IR1}$ es la diferencia entre las desintonías de ambos láseres IR. Dichas matrices cumplen que $H_- = H_+^\dagger$, con

$$H_+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \sin \theta_{IR2} e^{i\phi_{IR2}} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{3}} \cos \theta_{IR2} & -\frac{1}{2\sqrt{3}} \sin \theta_{IR2} e^{i\phi_{IR2}} & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2\sqrt{3}} \sin \theta_{IR2} e^{-i\phi_{IR2}} & -\frac{1}{\sqrt{3}} \cos \theta_{IR2} & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} \sin \theta_{IR2} e^{-i\phi_{IR2}} & \cdots & 0 \end{pmatrix}. \quad (C.1)$$

Allí, θ_{IR2} y ϕ_{IR2} son los ángulos cenital y azimutal de la polarización del láser IR2, considerada lineal, respecto a la dirección del campo magnético $\vec{B} = B\hat{z}$. Con esto, las expresiones de las

matrices L_{\pm} de la ecuación (3.35), de dimensión $8^2 \times 8^2$, escritas en notación de índices son

$$L_{\pm_{8 \cdot (r-1)+s}, 8 \cdot (k-1)+j} = -\frac{i}{\hbar}(H_{\pm_{r,k}} \delta_{j,s} - H_{\pm_{j,s}} \delta_{r,k}), \quad (\text{C.2})$$

en donde $\delta_{i,j}$ representa la función delta de Kroenecker que es 1 si $i = j$ y 0 en otro caso.

Con estas consideraciones, se construye la ecuación (3.35), que es la ecuación maestra del sistema. Allí se propone la solución oscilante de la ecuación (3.36) y se llega a una relación recursiva. Para su resolución se definen operadores de subida y bajada, definidos en las ecuaciones (3.38) y (3.39). Vemos aquí que éstos efectivamente actúan de esa manera. Lo demostramos para el operador de subida, ya que el de bajada es análogo.

Reescribiendo la ecuación (3.38) se llega a

$$\left(L_0 - in\bar{\Delta} + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_- S_n^+ \right) S_{n-1}^+ + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_+ = 0, \quad (\text{C.3})$$

en donde Ω_{IR2} es la frecuencia de Rabi del láser IR2, y el término $in\bar{\Delta}$ tiene implícitamente multiplicado la matriz identidad de dimensión 64×64 . Multiplicando todo por $\vec{\rho}_{n-1}$, se obtiene

$$\left(L_0 - in\bar{\Delta} + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_- S_n^+ \right) \underbrace{S_{n-1}^+ \vec{\rho}_{n-1}}_{\vec{\rho}_n} + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_+ \vec{\rho}_{n-1} = 0. \quad (\text{C.4})$$

Allí usamos que $S_{n-1}^+ \vec{\rho}_{n-1} = \vec{\rho}_n$. Distribuyendo, obtenemos

$$(L_0 - in\bar{\Delta}) \vec{\rho}_n + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_- \underbrace{S_n^+ \vec{\rho}_n}_{\vec{\rho}_{n+1}} + \frac{\hbar\Omega_{\text{IR2}}}{2} L_+ \vec{\rho}_{n-1} = 0, \quad (\text{C.5})$$

en donde nuevamente usamos la propiedad de subida del operador de forma tal que $S_n^+ \vec{\rho}_n = \vec{\rho}_{n+1}$. De esta manera, reobtenemos la expresión de la ecuación maestra.

C.2. CPT con micromoción

En el caso de la dinámica con micromoción, considerando sólo dos láseres, la modulación emerge en sus desintonías, como desarrollamos en el capítulo 3. Esto hace que podamos descomponer el hamiltoniano en una parte independiente del tiempo, H' , y una componente que depende explícitamente del tiempo de forma tal que

$$\mathcal{H} = H' + \beta\Omega_{\text{RF}}\Delta H \cos(\Omega_{\text{RFT}}t). \quad (\text{C.6})$$

Allí, ΔH es una matriz de dimensión 8×8 . La misma es diagonal y sus elementos son

$$\Delta H_{n,n} = \begin{cases} 1 & \text{si } n = 1, 2 \\ \frac{397}{866} & \text{si } 5 \leq n \leq 8. \end{cases} \quad (\text{C.7})$$

Con esta expresión, se puede calcular la matriz ΔL , de dimensión 64×64 . Su expresión en notación de índices es

$$\Delta L_{8 \cdot (r-1)+q, 8 \cdot (r-1)+q} = -\frac{i}{\hbar}(\Delta H_{r,r} - \Delta H_{q,q}). \quad (\text{C.8})$$

Apéndice D

Cálculo de modos normales de oscilación de un cristal 2D

Describimos aquí el método para calcular los modos normales de oscilación en el plano de un cristal de iones bidimensional. Para ello, tomamos que los mismos están confinados por un potencial V cuadrático en dos direcciones y le sumamos la repulsión coulombiana mutua. Al derivar dos veces el potencial en las dos variables posición de cada partícula obtenemos una expresión para la matriz dinámica A del sistema. Tomando la expresión del potencial de la ecuación (9.1) del capítulo 9, calculamos la matriz dinámica A , de dimensión $2N \times 2N$, tomando derivadas parciales en las posiciones. Para simplificar su cálculo, lo dividimos en cuatro sub-matrices de dimensión $N \times N$ de forma tal que

$$A = \begin{pmatrix} A_1 & A_2 \\ A_3 & A_4 \end{pmatrix}. \quad (\text{D.1})$$

Definiendo $\Delta_{n,m} = [(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2]^{\frac{3}{2}}$, dichas matrices se pueden escribir como

$$A_{1_{n,m}} = \frac{\partial^2 V}{\partial x_n \partial x_m} = \begin{cases} mw_x^2 - \left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \sum_{k \neq m} \frac{\Delta_{k,m} - (x_m - x_k) \frac{\partial \Delta_{k,m}}{\partial x_m}}{\Delta_{k,m}^2} & \text{si } n = m \\ -\left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \left(\frac{-\Delta_{n,m} - (x_m - x_n) \frac{\partial \Delta_{n,m}}{\partial x_n}}{\Delta_{n,m}^2} \right) & \text{si } n \neq m \end{cases} \quad (\text{D.2})$$

$$A_{2_{n,m}} = \frac{\partial^2 V}{\partial y_n \partial x_m} = \begin{cases} -\left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \sum_{k \neq m} \frac{-(x_m - x_k) \frac{\partial \Delta_{k,m}}{\partial x_m}}{\Delta_{k,m}^2} & \text{si } n = m \\ -\left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \left(\frac{-(x_m - x_n) \frac{\partial \Delta_{n,m}}{\partial y_n}}{\Delta_{n,m}^2} \right) & \text{si } n \neq m \end{cases} \quad (\text{D.3})$$

$$A_{3_{n,m}} = \frac{\partial^2 V}{\partial x_n \partial y_m} = \begin{cases} -\left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \sum_{k \neq m} \frac{-(y_m - y_k) \frac{\partial \Delta_{k,m}}{\partial y_m}}{\Delta_{k,m}^2} & \text{si } n = m \\ -\left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \left(\frac{-(y_m - y_n) \frac{\partial \Delta_{n,m}}{\partial x_n}}{\Delta_{n,m}^2} \right) & \text{si } n \neq m \end{cases} \quad (\text{D.4})$$

$$A_{4_{n,m}} = \frac{\partial^2 V}{\partial y_n \partial y_m} = \begin{cases} mw_y^2 - \left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \sum_{k \neq m} \frac{\Delta_{k,m} - (y_m - y_k) \frac{\partial \Delta_{k,m}}{\partial y_m}}{\Delta_{k,m}^2} & \text{si } n = m \\ -\left(\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0}\right) \left(\frac{-\Delta_{n,m} - (y_m - y_n) \frac{\partial \Delta_{n,m}}{\partial y_n}}{\Delta_{n,m}^2} \right) & \text{si } n \neq m \end{cases} \quad (\text{D.5})$$

Para calcular las frecuencias y modos de oscilación del sistema, primero encontramos las posiciones de equilibrio del mismo, $\vec{R}^{(0)} = (x_1^{(0)}, y_1^{(0)}, \dots, x_N^{(0)}, y_N^{(0)})$ como se explicó en el capítulo 9. Luego, calculamos la matriz dinámica de esta configuración $A(\vec{R}^{(0)})$. Al diagonalizarla, los autovectores estarán asociados al movimiento del modo normal. Por otro lado, los autovalores asociados serán $\lambda_i = m\omega_i^2$, en donde ω_i es la frecuencia de dicho modo normal.

Bibliografía

- [1] E. Schrödinger, “Are there quantum jumps? part i,” *The British Journal for the Philosophy of science*, vol. 3, no. 10, pp. 109–123, 1952.
- [2] S. Haroche, “Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary.,” *Annalen der Physik*, vol. 525, 2013.
- [3] W. Jones, “Earnshaw’s theorem and the stability of matter,” *European Journal of Physics*, vol. 1, no. 2, p. 85, 1980.
- [4] H. G. Dehmelt, “Radiofrequency spectroscopy of stored ions i: Storage,” in *Advances in atomic and molecular physics*, vol. 3, pp. 53–72, Elsevier, 1968.
- [5] L. S. Brown and G. Gabrielse, “Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a penning trap,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 58, no. 1, p. 233, 1986.
- [6] D. Wineland, P. Ekstrom, and H. Dehmelt, “Monoelectron oscillator,” *Physical review letters*, vol. 31, no. 21, p. 1279, 1973.
- [7] K. Blaum, Y. N. Novikov, and G. Werth, “Penning traps as a versatile tool for precise experiments in fundamental physics,” *Contemporary Physics*, vol. 51, no. 2, pp. 149–175, 2010.
- [8] M. Redshaw, J. McDaniel, and E. G. Myers, “Dipole moment of ph+ and the atomic masses of si 28, p 31 by comparing cyclotron frequencies of two ions simultaneously trapped in a penning trap,” *Physical review letters*, vol. 100, no. 9, p. 093002, 2008.
- [9] R. Bluhm, V. A. Kostelecký, and N. Russell, “Cpt and lorentz tests in penning traps,” *Physical Review D*, vol. 57, no. 7, p. 3932, 1998.
- [10] G. Andresen, W. Bertsche, A. Boston, P. D. Bowe, C. Cesar, S. Chapman, M. Charlton, M. Chartier, A. Deutsch, J. Fajans, *et al.*, “Antimatter plasmas in a multipole trap for antihydrogen,” *Physical review letters*, vol. 98, no. 2, p. 023402, 2007.
- [11] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, and H. Dehmelt, “Localized visible Ba+ mono-ion oscillator,” *Physical Review A*, vol. 22, no. 3, p. 1137, 1980.
- [12] W. Paul, “Electromagnetic traps for charged and neutral particles,” *Reviews of modern physics*, vol. 62, no. 3, p. 531, 1990.

- [13] T. Rosenband, D. Hume, P. Schmidt, C.-W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, *et al.*, “Frequency ratio of Al+ and Hg+ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place,” *Science*, vol. 319, no. 5871, pp. 1808–1812, 2008.
- [14] C.-w. Chou, D. Hume, J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Rosenband, “Frequency comparison of two high-accuracy Al+ optical clocks,” *Physical review letters*, vol. 104, no. 7, p. 070802, 2010.
- [15] N. Huntemann, M. Okhapkin, B. Lipphardt, S. Weyers, C. Tamm, and E. Peik, “High-accuracy optical clock based on the octupole transition in Yb+ 171,” *Physical Review Letters*, vol. 108, no. 9, p. 090801, 2012.
- [16] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, “Optical atomic clocks,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 87, no. 2, p. 637, 2015.
- [17] M. Safronova, D. Budker, D. DeMille, D. F. J. Kimball, A. Derevianko, and C. W. Clark, “Search for new physics with atoms and molecules,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 90, no. 2, p. 025008, 2018.
- [18] R. Shani, R. Ozeri, M. Safronova, S. Porsev, V. Dzuba, V. Flambaum, and H. Häffner, “New methods for testing Lorentz invariance with atomic systems,” *Physical review letters*, vol. 120, no. 10, p. 103202, 2018.
- [19] J. Keller, D. Kalincev, T. Burgermeister, A. Kulosa, A. Didier, T. Nordmann, J. Kiethe, and T. Mehlstäubler, “Probing time dilation in Coulomb crystals in a high-precision ion trap,” *Physical Review Applied*, vol. 11, no. 1, p. 011002, 2019.
- [20] I. Counts, J. Hur, D. P. A. Craik, H. Jeon, C. Leung, J. C. Berengut, A. Geddes, A. Kawasaki, W. Jhe, and V. Vuletić, “Evidence for nonlinear isotope shift in Yb+ search for new boson,” *Physical Review Letters*, vol. 125, no. 12, p. 123002, 2020.
- [21] D. Porras and J. I. Cirac, “Effective quantum spin systems with trapped ions,” *Physical review letters*, vol. 92, no. 20, p. 207901, 2004.
- [22] A. Friedenauer, H. Schmitz, J. T. Glueckert, D. Porras, and T. Schätz, “Simulating a quantum magnet with trapped ions,” *Nature Physics*, vol. 4, no. 10, pp. 757–761, 2008.
- [23] R. Blatt and C. F. Roos, “Quantum simulations with trapped ions,” *Nature Physics*, vol. 8, no. 4, pp. 277–284, 2012.
- [24] M. Ramm, T. Pruttivarasin, and H. Häffner, “Energy transport in trapped ion chains,” *New Journal of Physics*, vol. 16, no. 6, p. 063062, 2014.
- [25] J. Roßnagel, S. T. Dawkins, K. N. Tolazzi, O. Abah, E. Lutz, F. Schmidt-Kaler, and K. Singer, “A single-atom heat engine,” *Science*, vol. 352, no. 6283, pp. 325–329, 2016.
- [26] M. Tamura, T. Mukaiyama, and K. Toyoda, “Quantum walks of a phonon in trapped ions,” *Physical Review Letters*, vol. 124, no. 20, p. 200501, 2020.

- [27] J. I. Cirac and P. Zoller, “Quantum computations with cold trapped ions,” *Physical review letters*, vol. 74, no. 20, p. 4091, 1995.
- [28] D. J. Wineland, “Nobel lecture: Superposition, entanglement, and raising schrödinger’s cat,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 85, no. 3, p. 1103, 2013.
- [29] D. Meekhof, C. Monroe, B. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, “Generation of nonclassical motional states of a trapped atom,” *Physical review letters*, vol. 76, no. 11, p. 1796, 1996.
- [30] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, “Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions,” *Journal of research of the National Institute of Standards and Technology*, vol. 103, no. 3, p. 259, 1998.
- [31] D. Leibfried, R. Blatt, C. Monroe, and D. Wineland, “Quantum dynamics of single trapped ions,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 75, no. 1, p. 281, 2003.
- [32] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, “Demonstration of a fundamental quantum logic gate,” *Physical review letters*, vol. 75, no. 25, p. 4714, 1995.
- [33] D. Leibfried, B. DeMarco, V. Meyer, D. Lucas, M. Barrett, J. Britton, W. M. Itano, B. Jelenković, C. Langer, T. Rosenband, *et al.*, “Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate,” *Nature*, vol. 422, no. 6930, pp. 412–415, 2003.
- [34] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, “Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer,” *Nature*, vol. 417, no. 6890, pp. 709–711, 2002.
- [35] P. Schindler, D. Nigg, T. Monz, J. T. Barreiro, E. Martinez, S. X. Wang, S. Quint, M. F. Brandl, V. Nebendahl, C. F. Roos, *et al.*, “A quantum information processor with trapped ions,” *New Journal of Physics*, vol. 15, no. 12, p. 123012, 2013.
- [36] J. M. Pino, J. M. Dreiling, C. Figgatt, J. P. Gaebler, S. A. Moses, M. Allman, C. Baldwin, M. Foss-Feig, D. Hayes, K. Mayer, *et al.*, “Demonstration of the trapped-ion quantum ccd computer architecture,” *Nature*, vol. 592, no. 7853, pp. 209–213, 2021.
- [37] T. Manovitz, Y. Shapira, L. Gazit, N. Akerman, and R. Ozeri, “Trapped-ion quantum computer with robust entangling gates and quantum coherent feedback,” *PRX quantum*, vol. 3, no. 1, p. 010347, 2022.
- [38] C. D. Bruzewicz, J. Chiaverini, R. McConnell, and J. M. Sage, “Trapped-ion quantum computing: Progress and challenges,” *Applied Physics Reviews*, vol. 6, no. 2, 2019.
- [39] M. Roberts, P. Taylor, G. Barwood, W. Rowley, and P. Gill, “Observation of the 2 s 1/2- 2 f 7/2 electric octupole transition in a single 171 yb+ ion,” *Physical Review A*, vol. 62, no. 2, p. 020501, 2000.

- [40] P. O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland, “Spectroscopy using quantum logic,” *Science*, vol. 309, no. 5735, pp. 749–752, 2005.
- [41] L. Schmöger, O. Versolato, M. Schwarz, M. Kohnen, A. Windberger, B. Piest, S. Feuchtenbeiner, J. Pedregosa-Gutierrez, T. Leopold, P. Micke, *et al.*, “Coulomb crystallization of highly charged ions,” *Science*, vol. 347, no. 6227, pp. 1233–1236, 2015.
- [42] S. Chen, Z. Zhou, J. Li, T. Zhang, C. Li, T. Shi, Y. Huang, K. Gao, and H. Guan, “Precision measurement of m1 optical clock transition in ni 12+,” *Physical Review Research*, vol. 6, no. 1, p. 013030, 2024.
- [43] W. M. Itano and D. Wineland, “Laser cooling of ions stored in harmonic and penning traps,” *Physical Review A*, vol. 25, no. 1, p. 35, 1982.
- [44] S. Stenholm, “The semiclassical theory of laser cooling,” *Reviews of modern physics*, vol. 58, no. 3, p. 699, 1986.
- [45] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models,” *JOSA B*, vol. 6, no. 11, pp. 2023–2045, 1989.
- [46] E. Peik, J. Abel, T. Becker, J. Von Zanthier, and H. Walther, “Sideband cooling of ions in radio-frequency traps,” *Physical Review A*, vol. 60, no. 1, p. 439, 1999.
- [47] V. Natarajan, *Modern atomic physics*. CRC Press, 2015.
- [48] C. J. Goham and J. W. Britton, “Resolved-sideband micromotion sensing in yb+ on the 935 nm repump transition,” *AIP Advances*, vol. 12, no. 11, 2022.
- [49] T. Pruttivarasin, M. Ramm, and H. Häffner, “Direct spectroscopy of the 2s1/2- 2p1/2 and 2d3/2- 2p1/2 transitions and observation of micromotion modulated spectra in trapped 40ca+,” *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 47, no. 13, p. 135002, 2014.
- [50] R. DeVoe, J. Hoffnagle, and R. Brewer, “Role of laser damping in trapped ion crystals,” *Physical Review A*, vol. 39, no. 9, p. 4362, 1989.
- [51] J. Cirac, L. Garay, R. Blatt, A. Parkins, and P. Zoller, “Laser cooling of trapped ions: The influence of micromotion,” *Physical review A*, vol. 49, no. 1, p. 421, 1994.
- [52] T. Sikorsky, Z. Meir, N. Akerman, R. Ben-Shlomi, and R. Ozeri, “Doppler cooling thermometry of a multilevel ion in the presence of micromotion,” *Physical Review A*, vol. 96, no. 1, p. 012519, 2017.
- [53] Q. A. Turchette, B. King, D. Leibfried, D. Meekhof, C. Myatt, M. Rowe, C. Sackett, C. Wood, W. Itano, C. Monroe, *et al.*, “Heating of trapped ions from the quantum ground state,” *Physical Review A*, vol. 61, no. 6, p. 063418, 2000.

- [54] S. Brouard and J. Plata, "Heating of a trapped ion by random fields: The influence of the micromotion," *Physical Review A*, vol. 63, no. 4, p. 043402, 2001.
- [55] J. Keller, H. L. Partner, T. Burgermeister, and T. Mehlstäubler, "Precise determination of micromotion for trapped-ion optical clocks," *Journal of Applied Physics*, vol. 118, no. 10, 2015.
- [56] D. Berkeland, J. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, "Minimization of ion micromotion in a paul trap," *Journal of applied physics*, vol. 83, no. 10, pp. 5025–5033, 1998.
- [57] Y. Ibaraki, U. Tanaka, and S. Urabe, "Detection of parametric resonance of trapped ions for micromotion compensation," *Applied Physics B*, vol. 105, pp. 219–223, 2011.
- [58] G. Higgins, S. Salim, C. Zhang, H. Parke, F. Pokorny, and M. Hennrich, "Micromotion minimization using ramsey interferometry," *New Journal of Physics*, vol. 23, no. 12, p. 123028, 2021.
- [59] U. Poschinger, G. Huber, F. Ziesel, M. Deiß, M. Hettrich, S. Schulz, K. Singer, G. Poulsen, M. Drewsen, R. Hendricks, *et al.*, "Coherent manipulation of a 40ca+ spin qubit in a micro ion trap," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 42, no. 15, p. 154013, 2009.
- [60] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoğlu, "Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency," *Physical Review Letters*, vol. 64, no. 10, p. 1107, 1990.
- [61] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, "Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media," *Reviews of Modern Physics*, vol. 77, no. 2, p. 633, 2005.
- [62] E. Arimondo and G. Orriols, "Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping," *Nuovo Cimento Lettere*, vol. 17, pp. 333–338, 1976.
- [63] H. Gray, R. Whitley, and C. Stroud, "Coherent trapping of atomic populations," *Optics letters*, vol. 3, no. 6, pp. 218–220, 1978.
- [64] E. Arimondo, "V coherent population trapping in laser spectroscopy," in *Progress in optics*, vol. 35, pp. 257–354, Elsevier, 1996.
- [65] K.-J. Boller, A. Imamoğlu, and S. E. Harris, "Observation of electromagnetically induced transparency," *Physical Review Letters*, vol. 66, no. 20, p. 2593, 1991.
- [66] V. Ahufinger, R. Corbalán, F. Cataliotti, S. Burger, F. Minardi, and C. Fort, "Electromagnetically induced transparency in a Bose–Einstein condensate," *Optics Communications*, vol. 211, no. 1-6, pp. 159–165, 2002.
- [67] J. Vanier, "Atomic clocks based on coherent population trapping: a review," *Applied Physics B*, vol. 81, no. 4, pp. 421–442, 2005.

- [68] L. Lenci, A. Lezama, and H. Failache, “Dark resonances in thin cells for miniaturized atomic-frequency references,” *Optics Letters*, vol. 34, no. 4, pp. 425–427, 2009.
- [69] V. Shah and J. Kitching, “Advances in coherent population trapping for atomic clocks,” in *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, vol. 59, pp. 21–74, Elsevier, 2010.
- [70] Z. Warren, M. Shahriar, R. Tripathi, and G. Pati, “Experimental and theoretical comparison of different optical excitation schemes for a compact coherent population trapping Rb vapor clock,” *Metrologia*, vol. 54, no. 4, p. 418, 2017.
- [71] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, “Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas,” *Nature*, vol. 397, no. 6720, pp. 594–598, 1999.
- [72] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry, and M. O. Scully, “Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas,” *Physical Review Letters*, vol. 82, no. 26, p. 5229, 1999.
- [73] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, “Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses,” *Nature*, vol. 409, no. 6819, pp. 490–493, 2001.
- [74] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, “Storage of light in atomic vapor,” *Physical Review Letters*, vol. 86, no. 5, p. 783, 2001.
- [75] N. S. Ginsberg, S. R. Garner, and L. V. Hau, “Coherent control of optical information with matter wave dynamics,” *Nature*, vol. 445, no. 7128, pp. 623–626, 2007.
- [76] M. Schubert, I. Siemers, and R. Blatt, “Line shape of three-level ions in Paul traps,” *Physical Review A*, vol. 39, no. 10, p. 5098, 1989.
- [77] D. Reiß, K. Abich, W. Neuhauser, C. Wunderlich, and P. E. Toschek, “Raman cooling and heating of two trapped Ba+ ions,” *Physical Review A*, vol. 65, no. 5, p. 053401, 2002.
- [78] C. Lisowski, M. Knoop, C. Champenois, G. Hagel, M. Vedel, and F. Vedel, “Dark resonances as a probe for the motional state of a single ion,” *Applied Physics B*, vol. 81, no. 1, pp. 5–12, 2005.
- [79] J. Roßnagel, K. N. Tolazzi, F. Schmidt-Kaler, and K. Singer, “Fast thermometry for trapped ions using dark resonances,” *New Journal of Physics*, vol. 17, no. 4, p. 045004, 2015.
- [80] V. Tugayé, J.-P. Likforman, S. Guibal, and L. Guidoni, “Absolute single-ion thermometry,” *Physical Review A*, vol. 99, no. 2, p. 023412, 2019.
- [81] G. Morigi, J. Eschner, and C. H. Keitel, “Ground state laser cooling using electromagnetically induced transparency,” *Physical review letters*, vol. 85, no. 21, p. 4458, 2000.

- [82] C. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner, and R. Blatt, “Experimental demonstration of ground state laser cooling with electromagnetically induced transparency,” *Physical review letters*, vol. 85, no. 26, p. 5547, 2000.
- [83] Y. Lin, J. P. Gaebler, T. R. Tan, R. Bowler, J. D. Jost, D. Leibfried, and D. J. Wineband, “Sympathetic electromagnetically-induced-transparency laser cooling of motional modes in an ion chain,” *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 15, p. 153002, 2013.
- [84] R. Lechner, C. Maier, C. Hempel, P. Jurcevic, B. P. Lanyon, T. Monz, M. Brownnutt, R. Blatt, and C. F. Roos, “Electromagnetically-induced-transparency ground-state cooling of long ion strings,” *Physical Review A*, vol. 93, no. 5, p. 053401, 2016.
- [85] N. Scharnhorst, J. Cerrillo, J. Kramer, I. D. Leroux, J. B. Wübbena, A. Retzker, and P. O. Schmidt, “Experimental and theoretical investigation of a multimode cooling scheme using multiple electromagnetically-induced-transparency resonances,” *Physical Review A*, vol. 98, no. 2, p. 023424, 2018.
- [86] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. Spreeuw, and J. Woerdman, “Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes,” *Physical review A*, vol. 45, no. 11, p. 8185, 1992.
- [87] M. Babiker, W. Power, and L. Allen, “Light-induced torque on moving atoms,” *Physical review letters*, vol. 73, no. 9, p. 1239, 1994.
- [88] J. P. Torres and L. Torner, *Twisted photons: applications of light with orbital angular momentum*. John Wiley & Sons, 2011.
- [89] D. L. Andrews and M. Babiker, *The angular momentum of light*. Cambridge University Press, 2012.
- [90] M. Soskin, V. Gorshkov, M. Vasnetsov, J. Malos, and N. Heckenberg, “Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices,” *Physical Review A*, vol. 56, no. 5, p. 4064, 1997.
- [91] K. Koksal, M. Babiker, V. Lembessis, and J. Yuan, “Chirality and helicity of linearly-polarised laguerre-gaussian beams of small beam waists,” *Optics Communications*, vol. 490, p. 126907, 2021.
- [92] H. He, M. Friese, N. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, “Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity,” *Physical review letters*, vol. 75, no. 5, p. 826, 1995.
- [93] Y. Arita, M. Mazilu, and K. Dholakia, “Laser-induced rotation and cooling of a trapped microgyroscope in vacuum,” *Nature communications*, vol. 4, no. 1, p. 2374, 2013.
- [94] Z. Shen, L. Su, X.-C. Yuan, and Y.-C. Shen, “Trapping and rotating of a metallic particle trimer with optical vortex,” *Applied Physics Letters*, vol. 109, no. 24, 2016.

- [95] K. Wright, L. Leslie, and N. Bigelow, “Optical control of the internal and external angular momentum of a bose-einstein condensate,” *Physical Review A*, vol. 77, no. 4, p. 041601, 2008.
- [96] V. Lembessis and M. Babiker, “Light-induced torque for the generation of persistent current flow in atomic gas bose-einstein condensates,” *Physical Review A*, vol. 82, no. 5, p. 051402, 2010.
- [97] C. T. Schmiegelow and F. Schmidt-Kaler, “Light with orbital angular momentum interacting with trapped ions,” *The European Physical Journal D*, vol. 66, pp. 1–9, 2012.
- [98] C. T. Schmiegelow, J. Schulz, H. Kaufmann, T. Ruster, U. G. Poschinger, and F. Schmidt-Kaler, “Transfer of optical orbital angular momentum to a bound electron,” *Nature communications*, vol. 7, no. 1, p. 12998, 2016.
- [99] Y. Wang, S. Ru, F. Wang, P. Zhang, and F. Li, “Experimental demonstration of efficient high-dimensional quantum gates with orbital angular momentum,” *Quantum Science and Technology*, vol. 7, no. 1, p. 015016, 2021.
- [100] E. Vashukevich, E. Bashmakova, T. Y. Golubeva, and Y. M. Golubev, “High-fidelity quantum gates for oam single qudits on quantum memory,” *Laser Physics Letters*, vol. 19, no. 2, p. 025202, 2022.
- [101] J. Courtial, D. Robertson, K. Dholakia, L. Allen, and M. Padgett, “Rotational frequency shift of a light beam,” *Physical review letters*, vol. 81, no. 22, p. 4828, 1998.
- [102] M. P. Lavery, S. M. Barnett, F. C. Speirits, and M. J. Padgett, “Observation of the rotational doppler shift of a white-light, orbital-angular-momentum-carrying beam backscattered from a rotating body,” *Optica*, vol. 1, no. 1, pp. 1–4, 2014.
- [103] M. P. Lavery, F. C. Speirits, S. M. Barnett, and M. J. Padgett, “Detection of a spinning object using light’s orbital angular momentum,” *Science*, vol. 341, no. 6145, pp. 537–540, 2013.
- [104] O. Korech, U. Steinitz, R. J. Gordon, I. S. Averbukh, and Y. Prior, “Observing molecular spinning via the rotational doppler effect,” *Nature Photonics*, vol. 7, no. 9, pp. 711–714, 2013.
- [105] M. Padgett, “A new twist on the doppler shift,” *Physics Today*, vol. 67, no. 2, pp. 58–59, 2014.
- [106] S. M. Barnett and M. Berry, “Superweak momentum transfer near optical vortices,” *Journal of Optics*, vol. 15, no. 12, p. 125701, 2013.
- [107] S. Barreiro, J. Tabosa, H. Failache, and A. Lezama, “Spectroscopic observation of the rotational doppler effect,” *Physical review letters*, vol. 97, no. 11, p. 113601, 2006.
- [108] L. Ruby, “Applications of the mathieu equation,” *American Journal of Physics*, vol. 64, no. 1, pp. 39–44, 1996.

- [109] A. Sørensen and K. Mølmer, “Quantum computation with ions in thermal motion,” *Physical review letters*, vol. 82, no. 9, p. 1971, 1999.
- [110] M. Drechsler, S. Wolf, C. T. Schmiegelow, and F. Schmidt-Kaler, “Optical superresolution sensing of a trapped ion’s wave packet size,” *Physical Review Letters*, vol. 127, no. 14, p. 143602, 2021.
- [111] M. W. van Mourik, P. Hrmo, L. Gerster, B. Wilhelm, R. Blatt, P. Schindler, and T. Monz, “rf-induced heating dynamics of noncrystallized trapped ions,” *Physical Review A*, vol. 105, no. 3, p. 033101, 2022.
- [112] M. Drechsler, *Iones atrapados y luz estructurada*. Tesis doctoral, Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Abril 2022. Disponible en <https://qufiba.df.uba.ar/>.
- [113] M. Drewsen, I. Jensen, J. Lindballe, N. Nissen, R. Martinussen, A. Mortensen, P. Staanum, and D. Voigt, “Ion coulomb crystals: a tool for studying ion processes,” *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 229, no. 1-2, pp. 83–91, 2003.
- [114] M. Hettrich, T. Ruster, H. Kaufmann, C. Roos, C. Schmiegelow, F. Schmidt-Kaler, and U. Poschinger, “Measurement of dipole matrix elements with a single trapped ion,” *Physical review letters*, vol. 115, no. 14, p. 143003, 2015.
- [115] M. Ramm, T. Pruttivarasin, M. Kokish, I. Talukdar, and H. Häffner, “Precision measurement method for branching fractions of excited p 1/2 states applied to ca+ 40,” *Physical review letters*, vol. 111, no. 2, p. 023004, 2013.
- [116] H. Nägerl, C. Roos, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, and R. Blatt, “Investigating a qubit candidate: Spectroscopy on the s 1/2 to d 5/2 transition of a trapped calcium ion in a linear paul trap,” *Physical Review A*, vol. 61, no. 2, p. 023405, 2000.
- [117] D. Steck, “Quantum and Atom Optics.” Available online at <http://steck.us/teaching>, 2007.
- [118] Lectures by M.D. Lukin. Notes taken and typed by L. Childress, “Modern Atomic and Optical Physics II.” Available online at <https://lukin.physics.harvard.edu/teaching>, 2016.
- [119] C. Cohen-Tannoudji, ““atoms in strong resonant fields”, in frontiers in laser spectroscopy, les houches, session xxvii (1975),” 1977.
- [120] H. Oberst, *Resonance fluorescence of single barium ions*. Tesis de master, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, Abril 1999. Disponible en <https://quantumoptics.at/en/publications/>.
- [121] R. Finkelstein, S. Bali, O. Firstenberg, and I. Novikova, “A practical guide to electromagnetically induced transparency in atomic vapor,” *New Journal of Physics*, vol. 25, no. 3, p. 035001, 2023.

- [122] D. Lucas, A. Ramos, J. Home, M. McDonnell, S. Nakayama, J.-P. Stacey, S. Webster, D. Stacey, and A. Steane, “Isotope-selective photoionization for calcium ion trapping,” *Physical Review A*, vol. 69, no. 1, p. 012711, 2004.
- [123] K. S. Hardman, S. Bennetts, J. E. Debs, C. C. Kuhn, G. D. McDonald, and N. Robins, “Construction and characterization of external cavity diode lasers for atomic physics,” *JoVE (Journal of Visualized Experiments)*, no. 86, p. e51184, 2014.
- [124] R. W. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley, and H. Ward, “Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator,” *Applied Physics B*, vol. 31, pp. 97–105, 1983.
- [125] E. D. Black, “An introduction to pound–drever–hall laser frequency stabilization,” *American journal of physics*, vol. 69, no. 1, pp. 79–87, 2001.
- [126] M. A. Luda, M. Drechsler, C. T. Schmiegelow, and J. Codnia, “Compact embedded device for lock-in measurements and experiment active control,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 90, no. 2, 2019.
- [127] M. A. Luda, *Instrumentación y control con aplicaciones en óptica y metroología*. Tesis doctoral, Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Octubre 2021. Disponible en <https://qufiba.df.uba.ar/>.
- [128] S. B. *et al*, “Advanced Real-Time Infrastructure for Quantum physics,” *ARTIQ 5.0*.
- [129] S. Bourdeauducq, D. Allcock, P. Zotov, J. Britton, and T. Tan, “ARTIQ 1.0,” 2016.
- [130] G. Kasprowicz, P. Kulik, M. Gaska, T. Przywozki, K. Pozniak, J. Jarosinski, J. W. Britton, T. Harty, C. Balance, W. Zhang, *et al.*, “ARTIQ and Sinara: Open software and hardware stacks for quantum physics,” in *Quantum 2.0*, Optica Publishing Group, 2020.
- [131] N. A. N. Barreto, L. T. Giardino, C. J. Crucianelli, M. Bonetto, M. Drechsler, and C. T. Schmiegelow, “Transient fluorescence with a single trapped ion,” *JOSA B*, vol. 40, no. 4, pp. C48–C53, 2023.
- [132] A. Burrell, *High fidelity readout of trapped ion qubits*. Tesis doctoral, Oxford University, UK, Oxford, 2010. Disponible en <https://ora.ox.ac.uk/objects/uuid:ff74c170-518a-40a5-be85-191ec5bb32d7>.
- [133] I. Bloch and A. WS2003, “Licht-atom wechselwirkung im zwei-niveau system,” *Vorlesungsskript, Atomphysik WS2003/2004, Johannes-Gutenberg-Universität*, 2004.
- [134] N. A. N. Barreto, C. Cormick, and C. T. Schmiegelow, “Polarization vs. magnetic field: competing eigenbases in laser-driven atoms,” *arXiv preprint arXiv:2310.18525*, 2023.
- [135] Y.-W. Chen, C.-W. Lin, Y.-C. Chen, and A. Y. Ite, “Quantization axes in coherent two-field spectroscopy,” *JOSA B*, vol. 19, no. 8, pp. 1917–1921, 2002.

- [136] A. Kastler, “Optical methods of atomic orientation and of magnetic resonance,” *JOSA*, vol. 47, no. 6, pp. 460–465, 1957.
- [137] C. Cohen-Tannoudji and A. Kastler, “I optical pumping,” in *Progress in optics*, vol. 5, pp. 1–81, Elsevier, 1966.
- [138] W. Happer, “Optical pumping,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 44, no. 2, p. 169, 1972.
- [139] D. Berkeland and M. Boshier, “Destabilization of dark states and optical spectroscopy in zeeman-degenerate atomic systems,” *Physical Review A*, vol. 65, no. 3, p. 033413, 2002.
- [140] T. Lindvall, M. Merimaa, I. Tittonen, and A. Madej, “Dark-state suppression and optimization of laser cooling and fluorescence in a trapped alkaline-earth-metal single ion,” *Physical Review A*, vol. 86, no. 3, p. 033403, 2012.
- [141] T. Lindvall, T. Fordell, I. Tittonen, and M. Merimaa, “Unpolarized, incoherent repumping light for prevention of dark states in a trapped and laser-cooled single ion,” *Physical Review A*, vol. 87, no. 1, p. 013439, 2013.
- [142] T. Fordell, T. Lindvall, P. Dubé, A. Madej, A. E. Wallin, and M. Merimaa, “Broadband, unpolarized repumping and clearout light sources for sr+ single-ion clocks,” *Optics Letters*, vol. 40, no. 8, pp. 1822–1825, 2015.
- [143] N. A. N. Barreto, M. Drechsler, and C. T. Schmiegelow, “Three-laser coherent population trapping in a multi- λ system: theory, experiment, and applications,” *Physical Review A*, vol. 106, no. 5, p. 053708, 2022.
- [144] N. A. Nuñez Barreto, M. Bonetto, M. A. Luda, C. Cormick, and C. T. Schmiegelow, “Dark resonance spectra of trapped ions under the influence of micromotion,” *Frontiers in Quantum Science and Technology*, vol. 3, p. 1381117, 2024.
- [145] L.-L. Yan, S.-L. Su, and M. Feng, “Analytical investigation of one-dimensional Doppler cooling of trapped ions with Λ -type configuration,” *Physical Review A*, vol. 100, no. 3, p. 033418, 2019.
- [146] D. Kalincev, L. Dreissen, A. Kulosa, C. Yeh, H. Fürst, and T. Mehlstäubler, “Motional heating of spatially extended ion crystals,” *Quantum Science and Technology*, vol. 6, no. 3, p. 034003, 2021.
- [147] F. Renzoni, W. Maichen, L. Windholz, and E. Arimondo, “Coherent population trapping with losses observed on the Hanle effect of the D1 sodium line,” *Physical Review A*, vol. 55, no. 5, p. 3710, 1997.
- [148] S. Dey, N. Aich, S. Mitra, C. Chaudhuri, P. Ghosh, and B. Ray, “A study of the repumping laser and external magnetic field effect on coherent absorption resonance in alkali vapour,” *Chemical Physics Letters*, vol. 627, pp. 107–115, 2015.
- [149] R. Li, C. Perrella, and A. Luiten, “Repumping atomic media for an enhanced sensitivity atomic magnetometer,” *Optics Express*, vol. 30, no. 18, pp. 31752–31765, 2022.

- [150] G. F. Quinteiro, F. Schmidt-Kaler, and C. T. Schmiegelow, “Twisted-light–ion interaction: the role of longitudinal fields,” *Physical Review Letters*, vol. 119, no. 25, p. 253203, 2017.
- [151] J. Wang, F. Castellucci, and S. Franke-Arnold, “Vectorial light–matter interaction: Exploring spatially structured complex light fields,” *AVS Quantum Science*, vol. 2, no. 3, p. 031702, 2020.
- [152] L. Allen, M. Babiker, and W. Power, “Azimuthal doppler shift in light beams with orbital angular momentum,” *Optics Communications*, vol. 112, no. 3-4, pp. 141–144, 1994.
- [153] J. P. Home, D. Hanneke, J. D. Jost, D. Leibfried, and D. J. Wineland, “Normal modes of trapped ions in the presence of anharmonic trap potentials,” *New Journal of Physics*, vol. 13, no. 7, p. 073026, 2011.
- [154] B. Deng, M. Göb, B. A. Stickler, M. Masuhr, K. Singer, and D. Wang, “Amplifying a zeptonewton force with a single-ion nonlinear oscillator,” *Physical Review Letters*, vol. 131, no. 15, p. 153601, 2023.
- [155] C. Roos, *Controlling the quantum state of trapped ions*. Tesis doctoral, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, Innsbruck, Febrero 2020. Disponible en <https://quantumoptics.at/en/publications/>.
- [156] M. Drewsen, A. Mortensen, R. Martinussen, P. Staanum, and J. L. Sørensen, “Nondesctructive identification of cold and extremely localized single molecular ions,” *Physical review letters*, vol. 93, no. 24, p. 243201, 2004.
- [157] V. A. Schweigert and F. M. Peeters, “Spectral properties of classical two-dimensional clusters,” *Physical Review B*, vol. 51, no. 12, p. 7700, 1995.
- [158] T. P. Meyrath and D. F. James, “Theoretical and numerical studies of the positions of cold trapped ions,” *Physics Letters A*, vol. 240, no. 1-2, pp. 37–42, 1998.
- [159] S. Ejtemaei, R. Thomas, and P. Haljan, “Optimization of $yb+$ fluorescence and hyperfine-qubit detection,” *Physical Review A*, vol. 82, no. 6, p. 063419, 2010.
- [160] E. Urban, N. Glikin, S. Mouradian, K. Krimmel, B. Hemmerling, and H. Haeffner, “Coherent control of the rotational degree of freedom of a two-ion coulomb crystal,” *Physical Review Letters*, vol. 123, no. 13, p. 133202, 2019.
- [161] J. J. Sakurai and J. Napolitano, *Modern quantum mechanics*. Cambridge University Press, 2020.