



UNIVERSIDAD
DE LA REPUBLICA
URUGUAY

cap
comisión académica
de posgrado
universidad de la república



Espectroscopía de dos fotones de vapor de rubidio contenido en un medio poroso

Lucía I. Amy Pereyra

Programa de Posgrado en Física
PEDECIBA Física, Facultad de Ciencias, Facultad de Ingeniería
Universidad de la República

Montevideo – Uruguay
Octubre de 2017



UNIVERSIDAD
DE LA REPUBLICA
URUGUAY

cap
comisión académica
de posgrado
universidad de la república



Espectroscopía de dos fotones de vapor de rubidio contenido en un medio poroso

Lucía I. Amy Pereyra

Tesis de Maestría presentada al Programa de Posgrado en Física, PEDECIBA Física, Facultad de Ciencias de la Universidad de la República, como parte de los requisitos necesarios para la obtención del título de Magíster en Física.

Director:

Dr. Prof. Horacio Failache

Codirector:

Dr. Prof. Arturo Lezama

Montevideo – Uruguay

Octubre de 2017

Amy Pereyra, Lucía I.

Espectroscopía de dos fotones de vapor de rubidio contenido en un medio poroso / Lucía I. Amy Pereyra. - Montevideo: Universidad de la República, PEDECIBA Física, Facultad de Ciencias, Facultad de Ingeniería, 2017. XIX, 74 p. 29, 7cm.

Director:

Horacio Failache

Codirector:

Arturo Lezama

Tesis de Maestría – Universidad de la República, Programa en Física, 2017.

Referencias bibliográficas: p. 69 – 74.

1. Campos difusos, 2. Espectroscopía a dos fotones, 3. Confinamiento atómico. I. Failache, Horacio, *et al.* II. Universidad de la República, Programa de Posgrado en Física. III. Título.

INTEGRANTES DEL TRIBUNAL DE DEFENSA DE TESIS

Dr. Prof. Daniel Ariosa

Dr. Prof. Nicolás Benech

Dr. Prof. Ricardo Faccio

Dr. Prof. Horacio Failache

Dra. Prof. Erna Frins

Montevideo – Uruguay
Octubre de 2017

Agradecimientos

Quisiera expresar en estas líneas mi agradecimiento a quienes me han acompañado durante mi formación. Seguramente muchos nombres no sean escritos en los próximos párrafos, por lo que, de antemano, quiero extender mi gratitud a todas las personas que de diferente modo han participado y contribuido en este lindo camino.

En primer lugar quiero dedicarles un especial y afectuoso agradecimiento a Cristina y Julio, mis padres; a Estela, Darío, Elinana y Natalia; y a mis abuelos: Julio, Zaida y Reneé. Junto a ellos agradezco también a mis compañeros de práctica, en particular a Fernando A., Marina, Alejandra, Alessandra, Mariela, Fernando, Paola y Darío. Todos ellos me enseñaron entusiasmo y alegría, llevándome a valorar al máximo cada oportunidad de aprender. Quiero agradecer también a Alejandro, Nora, Karina, Javier, Cristina, Alicia y Amalia, la mayoría de ellos docentes de la Escuela del Buceo, y de quienes aprendí muchísimo.

En lo académico, siento un profundo agradecimiento hacia mis compañeros de laboratorio. Todos aquellos con quienes he trabajado me han ofrecido generosamente valiosos conocimientos. En particular quiero mencionar a Lorenzo, junto a quien realicé gran parte del trabajo experimental; y a Paulo, Santiago y Horacio, quienes estuvieron presentes siempre que necesité *una mano* en el laboratorio. Agradezco a mis orientadores, Horacio y Arturo, por guiar este trabajo, brindándome mis primeras herramientas para desempeñarme en la labor académica. En particular a Horacio le agradezco la guía y los consejos constantes junto a su buena disposición y gran energía para resolver cada problema que se presentó. De Arturo valoro mucho la insistencia y seguridad al cuestionar resultados, promoviendo de este modo una comprensión más profunda de los mismos, enriqueciendo así la formación.

Agradezco a los miembros del tribunal por sus comentarios, sugerencias y aportes. Sus dudas me sirvieron para reforzar los conceptos presentes en

el trabajo, señalándome diferentes modos de abordar el problema. Todos sus aportes fueron de gran valor, y sus comentarios me motivaron a seguir pensando y trabajando en el problema estudiado.

Junto al agradecimiento hacia Antonio y Joaquín, quiero expresar mi admiración por su trabajo, siempre preciso e ingenioso. Agradezco a Amelia y Diego, atentos a cada necesidad y resolviendo eficientemente toda dificultad que estuviese a su alcance. A Jimena y Ana Inés por su labor administrativa.

Quiero agradecer también a mis compañeros y amigos, quienes algunas veces me acompañaron desde lo académico y otras veces desde lo afectivo. Agradezco a Adriana, de *La Retaguardia*, por haberme aproximado al GEL. Agradezco nuevamente a mis compañeros de sala, laboratorio y cursos: Lorenzo, Santiago y Paulo por darme un lugar entre ellos, escucharme y orientarme. A mis compañeros de curso, principalmente a Cecilia, por la comprensión y el apoyo en los últimos meses. A Liber, mi informático de confianza. A Majo, porque sí. A mis amiguis, Nahuel y Virshy, porque no. A los AChIS: PaolaR, El Encargado, Carla, LCampo y SFavre. A Sofía un gigante gracias por los consejos, correcciones, apoyo y oídos. A Daniel por compartir cursos, dudas, comisiones, escritura y un par de defensas. A Karen, porque por alguna extraña razón, aún después de la tesis, continúa siendo mi amiga.

Finalmente, agradezco a la Comisión Académica de Posgrado por el apoyo económico brindado.

Treinta rayos convergen en la
rueda de un carro,
pero es el espacio vacío entre
ellas el que da movimiento;
las puertas y ventanas hacen a
las casas,
pero su función la cumplen
cuando abiertas dejan paso.
Es la presencia la que hace a las
cosas,
pero en la ausencia está definida
su utilidad.

Lao Tsé

RESUMEN

En este trabajo de tesis se presentan estudios espectroscópicos de transiciones a dos fotones sobre átomos de rubidio contenidos en los intersticios micrométricos de un material poroso conformado por granos irregulares de vidrio. El rubidio es llevado hasta el estado excitado $5D$, y se estudia la señal que emite al decaer espontáneamente hacia su estado base. La motivación original para trabajar con esta transición es que el tiempo de vida medio que posee el estado excitado $5D$ puede ser muy superior al tiempo de observación de los átomos limitado por el confinamiento espacial impuesto por el medio granular. En las medidas adquiridas en el dominio de la frecuencia se identifican espectros con forma de meseta muy inusuales en espectroscopía. Se desarrolla un modelo físico que permite explicar que las formas espectrales son consecuencia de la interacción no coherente de los átomos con campos de luz difusos. En el modelo se estudia adicionalmente la interacción átomo-campo en régimen transitorio y mediante él se analizan los efectos del confinamiento atómico. El modelo contempla tanto el caso ideal de un sistema cerrado, esto es, sin pérdida de poblaciones, como un sistema con pérdidas. Los resultados obtenidos para ambos sistemas presentan fuertes diferencias, siendo más estrechos y menos dependientes del confinamiento aquellos espectros obtenidos para el sistema cerrado. En este modelo se detectó una mayor contribución a la señal por parte de los átomos lentos para el sistema cerrado, mientras que para el caso abierto estas velocidades bajas son inhibidas. Los resultados para el sistema abierto reproduce más adecuadamente los espectros registrados en la experiencia. Las medidas espectrales a alta densidad muestran que están afectadas por el efecto de atrapamiento de radiación. Medidas para diferentes tamaños de poro de la matriz de vidrio no demuestran un efecto claro del confinamiento atómico sobre los espectros. Sin embargo se deduce de ellos una disminución en el efecto de atrapamiento de radiación al aumentar el confinamiento. Finalmente, se realizan medidas en el dominio temporal. Estas medidas del tiempo de decaimiento de la señal detectada evidencian claramente la presencia del confinamiento sobre los átomos. Estos resultados son interpretados en base a

un modelo teórico sencillo.

Palabras claves:

Campos difusos, Espectroscopía a dos fotones, Confinamiento atómico.

ABSTRACT

In this work we study two-photon spectroscopy of rubidium vapour confined to the micrometrical sized interstices of a porous glass media. The two-photon excitation signal is measured registering the fluorescence emitted after the spontaneous decay of the excited level. The excitation spectra, measured scanning the frequency of one field while keeping the other field at a fixed detuning from the atomic resonance, show unusual flat-top lineshapes. A theoretical model explain the plateau-like lineshapes as a consequence of the incoherent interaction of the atoms a light field with an isotropic wave-vector distribution. This complete wave-vector randomization is assumed as a consequence of a diffuse propagation in the medium. The spatial confinement of the atomic movement is theoretically taken into account considering the transient response of the atoms. We study the situation of an open and an ideally closed atomic system, where the contribution of slow atoms play different roles. Narrow spectra and stronger confinement effect are predicted for a closed system due to the enhanced contribution of slow atoms, while broaden spectra (less affected by confinement) are predicted for open systems when the slow atoms contribution is attenuated. For large atomic densities, the spectra are affected by radiation trapping around the D2 transitions. The measured variation of the width of the spectra lineshapes for two different porous dimension shows a decrease of the radiation trapping effect for small pores. The effect of spatial confinement appears to have a minor influence in the excitation spectra. It is however revealed by the shortening of the temporal evolution of the fluorescence light following a sudden switch-off of the laser excitation. A model that considers the de-excitation atomic process is introduced.

Keywords:

Diffuse light, Two-photon spectroscopy, Confined atoms.

Tabla de contenidos

1	Introducción	1
2	Espectroscopía de átomos confinados	7
2.1	Sistema físico	7
2.1.1	Celdas	7
2.2	Espectroscopía en medios porosos	8
2.2.1	Medidas en transmisión de luz resonante	8
2.2.2	Estudio sobre luz retrodifundida (back-scattering) - Resonancias Sub-Doppler incoherentes-	11
2.2.3	Espectroscopía no-lineal -Pump-Probe-	14
3	Sistema Experimental	17
3.1	Rubidio	17
3.2	Celdas de vidrio poroso	19
3.3	Elementos y módulos del montaje experimental	21
3.3.1	Láser	21
3.3.2	Electrónica de control	22
3.3.3	Montaje experimental	22
3.3.4	Medidas Experimentales	25
4	Medidas, análisis e interpretación de resultados experimenta- les	27
4.1	Espectros Experimentales	27
4.2	Interpretación Física de las medidas espectroscópicas: Modelos para las formas de línea	30
4.2.1	Modelos teóricos	33
4.2.2	Soluciones estacionarias	39
4.2.3	Estudio del régimen transitorio	44

4.2.4	Espectros al barrer el laser de acoplamiento: Efecto de Redistribución de Frecuencia	54
4.3	Medidas en el dominio temporal	58
4.3.1	Modelo para el tiempo de decaimiento	60
4.3.2	Ajustes y análisis de los datos experimentales	61
5	Conclusiones	65
	Referencias bibliográficas	69

Capítulo 1

Introducción

En este trabajo de tesis se estudia, mediante espectroscopía a dos fotones, la respuesta atómica proveniente de vapor de Rubidio (Rb) contenido en un medio novedoso. Este medio consiste en vidrio molido y sinterizado formando así una matriz porosa, en donde el vapor de Rb se aloja, estando en equilibrio con el vapor en el exterior de la matriz. Este sistema novedoso presenta dos características principales que le confieren valor en investigación fundamental: la restricción del movimiento atómico debido a las paredes dieléctricas de vidrio; y la interacción de los átomos con campos de luz difusos en el interior de la matriz. Para contextualizar el trabajo se comenzará por exponer la importancia del Rb para la espectroscopía, y se justificará la transición atómica escogida.

Los primeros aportes en el estudio del Rb son dados por Kirchhoff y Bunsen quienes, mediante técnicas espectroscópicas, lo reconocen hace más de un siglo y medio atrás [Sansonetti 06]. Luego de ser descubierto, el Rb es clasificado como un elemento químico perteneciente al grupo de los metales alcalinos. Al igual que para los otros metales de este grupo, se denomina al átomo de Rb como un átomo hidrogenoide, debido a que en su estado fundamental presenta un único electrón en su capa de valencia. Esto implica que su espectro de energía es bien comprendido, con algunas modificaciones, según la teoría desarrollada para el átomo de hidrógeno conociéndose entonces de forma detallada su estructura atómica. Esta característica hace del Rb un elemento altamente empleado en experimentos de espectroscopía. Al conocimiento detallado de la estructura atómica del Rb, se le agrega la característica de que este elemento presenta separaciones energéticas entre sus niveles que hacen sencilla su estu-

dio espectroscópico. Es destacable el hecho de que, con los láser actualmente disponibles, un gran número de transiciones del Rb pueden ser alcanzadas.

En el estado fundamental el átomo de Rb se encuentra, denominado en notación espectroscópica ¹, en el nivel $5S_{1/2}$. En particular aquí se presentan estudios realizados sobre la transición a dos fotones del Rb que lleva al átomo desde su estado fundamental hasta el estado excitado $5D_{5/2}$ ². Esta transición ha sido considerablemente estudiada y empleada en experiencias de espectroscopía. Gracias a su pequeño ancho natural esta transición ha sido aplicada en referencias de frecuencia de alta estabilidad y reproducibilidad [Hilico 98], [Touahri 97]. En este trabajo se elige el nivel $5D$ en primer lugar porque la transición es de sencilla implementación experimental, requiriéndose longitudes de onda que se obtienen fácilmente con los láser de trabajo habituales. Por otra parte, este nivel posee un tiempo de vida medio mayor al de otras transiciones fácilmente excitables. Considerando que los átomos con los que se trabaja se encuentran en los intersticios de la matriz de vidrio, y que ésta restringe su movimiento, un objetivo fue investigar un posible efecto del confinamiento atómico sobre átomos en este nivel excitado, que tiene tiempo de vida largo. Se debe tener en cuenta que para los tamaños de poro seleccionados, el tiempo de vida medio del estado excitado es del orden del tiempo de vuelo de los átomos en los poros. A continuación se detallan algunos resultados conocidos sobre **átomos en régimen de confinamiento** que ponen en contexto el trabajo aquí presentado.

Actualmente, existe un gran número de estudios sobre confinamiento atómico en distintas dimensiones. Aquí se presentarán aquellos resultados que tengan relevancia para este trabajo. Confinamiento de vapores atómicos a lo largo de dos direcciones del espacio (2D) se obtienen por ejemplo en fibras huecas. Varias investigaciones se han realizado en fibras huecas conteniendo Rb, algunos de ellos por ejemplo excitando la transición a dos campos $5S \rightarrow 5P \rightarrow 5D$ [Perrella 13]. Medidas realizadas sobre el tiempo de decaimiento de la señal de fluorescencia ponen de manifiesto el efecto del confinamiento sobre los átomos. Una constante de decaimiento mayor a la esperada para el vapor libre de Rubidio se observa en la señal proveniente de los átomos confinados en la fibra. Este resultado refleja que la señal detectada proviene de aquellos átomos

¹En esta notación el número 5 refiere al número cuántico principal, la letra S se vincula con el momento angular orbital (en este caso corresponde al valor $\ell = 0$) y el subíndice $1/2$ representa el momento angular total j .

² D representa $\ell = 2$

con tiempo de vuelo más largo al esperado dentro de la fibra, esto es, con velocidades menores.

Estudios espectroscópicos realizados en celdas finas reflejan la acción del confinamiento a lo largo de una única dirección del espacio (1D) sobre la respuesta atómica [Briaudeau 96], [Briaudeau 99], [Briaudeau 00]. En las celdas finas los átomos se encuentran entre dos ventanas separadas por algunas micras. En este tipo de sistemas, aquellos átomos cuyo movimiento se da en la dirección de confinamiento disponen de un tiempo menor para interactuar con el campo, debido a las colisiones que experimentan con las paredes que los confinan. Existe por tanto una anisotropía en los tiempos de interacción de los átomos con el campo. Esta selección de velocidades resulta en que átomos que se mueven en direcciones casi paralelas a las ventanas, tendrán una mayor contribución a la señal colectada. Si se hace incidir un campo en la dirección normal a las superficies de confinamiento, la contribución a la señal es dada por estos átomos que se mueven de forma casi paralela a las paredes. Esto da como resultado la obtención de espectros de absorción Sub-Doppler [Briaudeau 99], [Briaudeau 96]. Resultados similares se observan al estudiar átomos en confinamiento 3D. En este caso la naturaleza de los espectros sub-Doppler se comprende mediante el efecto Dicke [Sarkisyan 04]. Estos estudios se realizan sobre átomos de Cesio confinados en los intersticios de un arreglo ordenado de esferas nanométricas de vidrio [Ballin 13] Este tipo de arreglos de nanoesferas de vidrio posee la particularidad de ser un medio altamente dispersor de la luz. El medio conformado por granos de vidrio estudiado en este trabajo de tesis, también presenta esta particularidad.

En el último tiempo ha surgido un creciente interés en el estudio de la **dispersión múltiple de la luz en medios desordenados**. Este efecto tantas veces no deseado en sistemas ópticos, se ha transformado en un tema en actual desarrollo gracias a sus implicaciones físicas novedosas y a su gran potencial para el desarrollo de aplicaciones ópticas basadas en el desorden. Al trabajar con sistemas ópticos basados en la regularidad y la periodicidad se debe cuidar de forma muy detallada el diseño del montaje experimental. De esta forma, se garantiza un buen desempeño del sistema óptico. Por el contrario, en aquellos sistemas ópticos altamente desordenados, las señales espectroscópicas que sobreviven al desorden en general son robustas frente a variaciones del montaje. Esta característica de los medios desordenados se presenta como su fortaleza. Es una tarea actual de los investigadores el comprender este tipo

de medios en donde una serie importante de nuevos fenómenos físicos se han descubierto [Wiersma 13]. Se han realizado estudios con fines aplicados en el área de la salud. Se emplean medios desordenados para generar focalización tanto dentro del medio como a través de él [Ishimaru 97]. Se estudió también su aplicación en imagenología dentro y a través del medio [Ishimaru 97]. Estos medios se han estudiado para desarrollar resonadores ópticos que, gracias al desorden presente en el medio, resultan ser más eficientes en el almacenamiento de la energía óptica que los resonadores clásicos [Wiersma 13], [Liu 13]. Por otra parte, el desorden de la luz crece en interés dentro de los estudios básicos. Algunas de sus motivaciones son el estudio del régimen de luz difusa en medios inhomogéneos [Ishimaru 97], la superdifusión [Wiersma 13] y la localización de Anderson [Segev 13]. En los últimos años, estos medios han sido utilizados como soporte para la fabricación de láseres aleatorios [Wiersma 13], [Baudouin 13].

La fabricación y primeros estudios sobre el sistema novedoso empleado en esta tesis se originan con los resultados expuestos en [Villalba 14c]. Con el fin de caracterizar y principalmente comprender la nueva física que el sistema aporta, se realizaron variados estudios espectroscópicos. En estos estudios se emplea la línea D1 (795nm) del Rb.

En primer lugar se midió la respuesta atómica en transmisión a través del Rb impregnado en el vidrio poroso [Villalba 13]. Para algunas condiciones de temperatura de la muestra porosa e intensidad de los haces se destaca la particularidad de no observarse absorción. Este fenómeno es explicado mediante la compensación que se genera, debido al carácter difuso del campo absorbido y al emitido, en los procesos de absorción y emisión atómica.

En segundo lugar se estudió la luz resonante con los átomos que es retrodifundida por el material poroso [Villalba 14b]. Allí se obtienen líneas estrechas, con resultados similares a los de una espectroscopía de absorción saturada. Estos espectros se deben a que la respuesta atómica registrada corresponde a la interacción de dos campos contrapropagantes. El resultado anterior se destaca como valioso ya que brinda la posibilidad de un montaje robusto frente a cambios en la alineación, con el que se puede generar una referencia de frecuencia.

Por último se realizó una espectroscopía tipo señal Pump-Probe [Villalba 14a]. En este caso se obtienen formas de línea inusuales, y se desarrolla un modelo que explica el comportamiento experimental. Este estudio es el

primer estudio de espectroscopia a dos fotones realizado en el medio poroso. A diferencia de la espectroscopía a dos fotones presentada en este trabajo, en la técnica de Pump-Probe, ambos láser están sintonizados en la misma transición atómica. Se detalla a continuación el trabajo realizado durante el transcurso de esta Tesis.

En este trabajo se presenta el estudio experimental de la respuesta espectral de átomos de Rubidio contenidos en la matriz de vidrio poroso, al ser excitados en una transición de dos fotones desde el nivel $5S_{1/2}$ hasta el nivel $5D_{5/2}$. Tras la excitación, el nivel excitado se desexcita espontáneamente emitiendo entre otras longitudes de onda luz visible a $420nm$. Se registra esta señal para diferentes densidades atómicas con la finalidad de comprender diversos fenómenos que están involucrados en el proceso. El más notorio es el efecto de la interacción a dos fotones de los átomos con campos ópticos difusos. Esta interacción resulta en formas de línea inusuales. En primer lugar, se observa que los espectros presentan forma de meseta. Estas mesetas son muy singulares y se entiende que no han sido observadas previamente. Otra de las particularidades de los espectros es la simetría que presentan con respecto a la frecuencia de resonancia. Esta simetría se fundamenta en la imposibilidad de generarse coherencia atómica como consecuencia del carácter difuso del campo. Conjuntamente a estas medidas se desarrollan algunos modelos teóricos que permiten explicar los fenómenos físicos involucrados. Estos modelos semi-clásicos toman fuertemente en consideración la acción de los campos difusos sobre la evolución atómica. Las formas de línea observadas son muy bien explicadas por los modelos, por lo que se le atribuye mayormente las formas inusuales de los espectros a la naturaleza difusa de los campos ópticos. Los espectros registrados a mayor densidad indican la presencia de un fenómeno conocido como Atrapamiento de Radiación, que también es modelado. Para abordar el estudio del confinamiento atómico, se realizan medidas espectrales en celdas de menor tamaño de poro. El resultado de comparar las medidas para los diferentes tamaños de poros no arroja una respuesta clara acerca del efecto de confinamiento sobre los átomos. De todos modos, sí se analiza la acción del aumento del confinamiento sobre el mencionado efecto de Atrapamiento de Radiación. Finalmente, a modo de evidenciar los efectos del confinamiento de los átomos, se realizan mediadas en los tiempos de decaimiento de la señal, al apagar la excitación de los átomos.

El documento está presentado en Capítulos, en donde se abordan diferentes

aspectos del trabajo.

Una revisión de los estudios realizados hasta el momento sobre la interacción con la luz de átomos ubicados en los intersticios de los medios porosos empleados en este trabajo son presentados en el Capítulo 2. Además, se agrega una descripción detallada del medio poroso. Se describe el sistema físico y el sistema atómico con el que se trabaja, haciendo énfasis en las características más relevantes para el estudio presentado.

En el Capítulo 3 se presenta lo referente al montaje experimental. Allí se presentan los materiales y equipos necesarios, describiéndose en algunos casos su funcionamiento. Se detalla por último el desarrollo de las experiencias, fijando las condiciones de trabajo en cada caso.

En el Capítulo 4 se presentan las medidas de las señales de fluorescencia, tanto en el dominio de la frecuencia como en el dominio temporal. Se comienza con una descripción cualitativa de las características más destacables de las medidas. Seguidamente se plantea un modelo sencillo que explica satisfactoriamente las características más relevantes de los espectros. A continuación se presentan modelos más completos y de mayor complejidad, que gradualmente toman en cuenta diferentes procesos físicos involucrados. Finalmente se presenta una visión global y completa que pone de manifiesto la complejidad del sistema, discutiéndose los resultados obtenidos y sus consecuencias físicas.

Finalmente, un último capítulo de conclusiones y perspectivas resumen los resultados más relevantes del trabajo.

Capítulo 2

Espectroscopía de átomos confinados

El medio poroso empleado para los estudios presentados en este trabajo sobre átomos de Rubidio confinados es un medio novedoso. Es por esto que en las próximas secciones se describirán las características generales del medio, y se mencionarán algunos resultados previos obtenidos en diferentes experimentos de espectroscopía sobre los átomos contenidos en él. Estos estudios previos darán una noción del estado de arte al momento de comenzar este trabajo.

2.1. Sistema físico

2.1.1. Celdas

En el sistema físico empleado, se ha buscado obtener un vapor atómico de Rubidio diluido confinado en los intersticios micrométricos de un medio poroso. Dicho medio es fabricado empleando granos de vidrio Pyrex que son compactados y sinterizados dentro de un tubo del mismo material, dando lugar a una matriz de vidrio poroso. Al colocar dicha matriz porosa en contacto con un vapor de Rb, los átomos pueden penetrar en el medio estableciendo en sus poros un vapor atómico en equilibrio con el vapor no confinado.

El medio poroso tiene dos efectos sobre el sistema físico bajo estudio. Por un lado, confina espacialmente el movimiento de los átomos, restringiendo el tiempo de interacción con el campo electromagnético. Adicionalmente, el tiempo para que se produzca un decaimiento espontáneo del átomo también se ve restringido. Escogiendo dimensiones de poros y tiempos de las transiciones

atómicas adecuados, se podría observar un efecto claro de dicho confinamiento

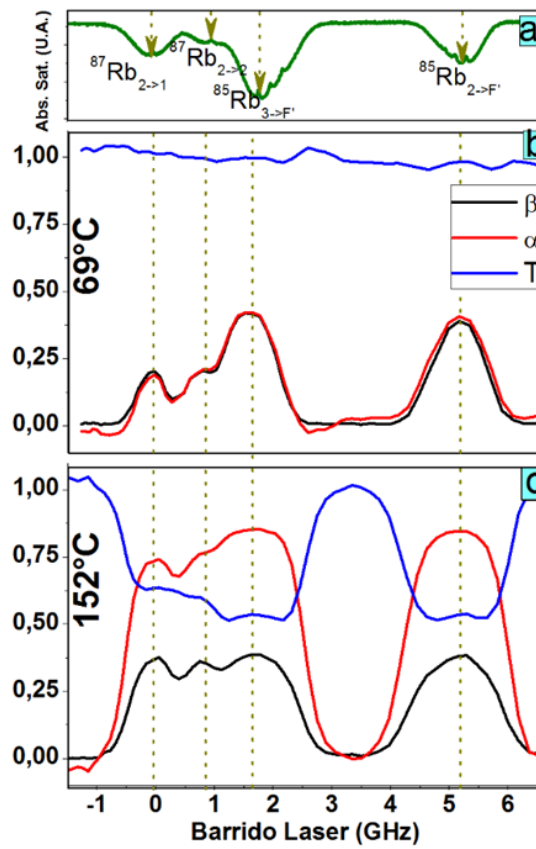
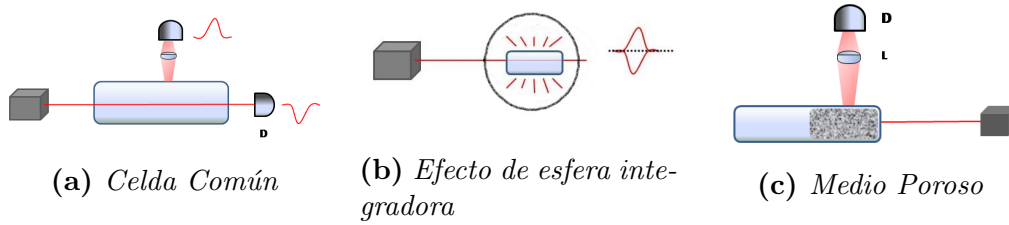
Por otro lado, el medio tiene acción sobre el campo que se propaga en él. Debido a las características ópticas de los granos de vidrio un campo de luz que interactúa con un grano de vidrio será parcialmente reflejado y refractado experimentando por tanto variaciones en su dirección de propagación, su polarización y su fase. Así la luz se propagará en el medio en forma difusa. En consecuencia los átomos contenidos en poros internos de la matriz porosa interactuarán con un campo de luz difusa. Este hecho tiene consecuencias espectroscópicas importantes que detallaremos posteriormente. Estas consecuencias se basan en que un átomo que se desplaza dentro de un poro interactuará con un campo cuyo amplitud, polarización y fase pueden experimentar variaciones importantes a escala micrométrica.

2.2. Espectroscopía en medios porosos

El medio de vidrio poroso conteniendo átomos de Rb en su interior empleado en este trabajo es un sistema físico inexplorado en espectroscopía. En particular, este medio reúne átomos en interacción con campos difusos. Esta aleatoriedad del campo electromagnético le confiere al sistema físico la característica de ser un medio robusto ante la alineación del campo incidente. Como se expondrá más adelante, el sistema será insensible a diferencias en la dirección de incidencia del campo, no siendo necesario un cuidado exhaustivo en el alineamiento del medio. A continuación se mencionarán algunos resultados espectroscópicos anteriores a este trabajo obtenidos sobre el medio poroso, a modo de explicitar el estado del arte referente al trabajo del GEL sobre medios de vidrio poroso conteniendo vapores de Rubidio.

2.2.1. Medidas en transmisión de luz resonante

El experimento de transmisión de luz resonante en un vapor atómico se describe en la figura 2.1a. Un haz de luz atraviesa el medio atómico, y un detector de potencia óptica permite medir la potencia absorbida por los átomos. En el caso particular de las transiciones resonantes del Rb, toda la energía luminosa absorbida es re-emitida en forma de luz a la misma longitud de onda y en una distribución isotrópica de vectores de onda. En este tipo de montaje experimental, la fluorescencia aporta cantidades de luz mínimas en la direc-



(d) Medidas en transmisión. Gráfica extraída de [Villalba 14c]

Figura 2.1: Esquemas de montajes experimentales y resultados para medidas en transmisión. Para la figura 2.1d:a) Absorción Saturada de la referencia atómica. b) y c) Transmisión (T), absorción α y fluorescencia β en función de la desintonía del láser respecto de la transición $^{87}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F' = 1$, para temperaturas de $T = 69^\circ\text{C}$ y $T = 152^\circ\text{C}$. El eje horizontal representa la desintonía en frecuencia respecto a la transición del ^{87}Rb , $F = 2 \rightarrow F' = 1$

ción de colección del haz, por lo que el detector mide la absorción del medio. Sin embargo, si se utilizará una esfera integradora (EI) que colectará toda la potencia radiada en forma de fluorescencia y se enviará esta luz al detector, éste no mostraría absorción alguna puesto que las pérdidas de potencia en el haz serían compensadas por la potencia de fluorescencia (ver figura 2.1b).

En el medio poroso, estas medidas de transmisión de luz resonante deben ser tomadas por medio de la señal proveniente de la cara lateral curva de la muestra, como se indica en la Figura 2.1c. Esto es debido a que la luz al ingresar al medio es altamente dispersada, no logrando atravesarlo de modo de salir por la cara opuesta a la de incidencia. Por esta misma razón es que la luz colectada en la cara lateral proviene tanto de la señal de fluorescencia atómica como de la luz incidente que logra escapar del medio. El medio logrará entonces generar el efecto llamado de esfera integradora (EEI). Cuando la temperatura de la celda es baja, se observará en la señal detectada una compensación de la señal de absorción y de la de fluorescencia, hallándose una transmisión constante, hecho que condice con la idea de EI expuesta en el párrafo anterior. Por otra parte, al aumentar la temperatura un nuevo efecto, llamado Atrapamiento de Radiación (AR) comienza a dominar el proceso. El AR consiste en que un átomo inicialmente absorbe un fotón proveniente del haz incidente. Este átomo emite espontáneamente un fotón al decaer a su estado base, siendo este fotón re-absorbido por otro átomo que ahora estará excitado. El átomo re-emite el fotón, continuando así el proceso de absorción-reemisión. La eficiencia de este proceso aumenta con la densidad atómica (y ésta con la temperatura), por lo que a mayor temperatura, mayor serán los ciclos de absorción re-emisión. Un aumento en el número de estos ciclos implica que un fotón inicialmente absorbido requerirá un tiempo mayor para salir del medio y alcanzar el detector. Recordando que los átomos en el medio estudiado están espacialmente limitados por las paredes dieléctricas de vidrio, luego de un cierto tiempo desde que un átomo es desorbido por la superficie de vidrio, colisionará con otra pared, provocándole esta colisión su retorno al estado base mediante un decaimiento no radiativo. La presencia del AR aumenta la posibilidad de que un átomo excitado alcance la pared dieléctrica y decaiga no radiativamente. Ésto lleva a un aumento en la pérdida de señal de fluorescencia. Estos resultados pueden observarse en la figura 2.2. Allí se observa que para la temperatura de 69°C existe una compensación de las señales (señal de transmisión constante) debido al EEI. Por su parte, el AR se pone de manifiesto para las medidas a tempera-

tura de 152°C , donde se observa una disminución en la señal de fluorescencia (β) comparado a la señal de absorción (α).

2.2.2. Estudio sobre luz retrodifundida (back-scattering) -Resonancias Sub-Doppler incoherentes-

Habitualmente al trabajar en experimentos de espectroscopía donde un único campo es empleado sobre vapores libres, los espectros que se obtienen presentan ensanchamiento por efecto Doppler. Espectros tan ensanchados no son de utilidad al momento de establecer una referencia de frecuencia. Existen diferentes técnicas espectroscópicas mediante las cuales se obtienen espectros más resueltos. En general, estas técnicas son altamente dependientes de la alineación del sistema. El estudio de la luz retrodifundida proveniente de los átomos contenidos en el medio poroso presenta una alternativa a este tipo de técnicas. Su ventaja radica en su baja dependencia con la alineación.

El estudio de la luz retrodifundida en la dirección de incidencia del haz se realizó empleando la transición en la línea D1 del Rb. Un fotodetector fue posicionado de modo de colectar la luz retrodifundida por la cara plana de la celda en donde incide el haz de luz que excita los átomos, como muestra la Figura 2.3. Ya que el campo no ha recorrido suficiente distancia dentro del material dispersor, los átomos interactuarán con un campo parcialmente difuso. Los espectros obtenidos presentan una singularidad: si bien están ensanchados debido al efecto Doppler residual, pueden distinguirse picos de anchos Sub-Doppler (ver figura 2.2).

Al analizar las causas de estas estructuras, se consideró la posibilidad del efecto del confinamiento atómico. Como ya ha sido mencionado en el Capítulo 1, estudios sobre vapores atómicos confinados en celdas ultra-finas (celdas nanométricas) dan como resultado formas de línea con anchos menores al ancho Doppler por efecto Dicke. Si bien esta podría ser una explicación a los anchos de línea observados, existe una sustancial diferencia entre los resultados obtenidos para celdas finas, y los resultados obtenidos en la celda porosa. En el caso de las celdas finas, las respuestas atómicas presentan anchos sub-Doppler, pero no existe la presencia de cross-over. Estos picos adicionales, situados a mitad de camino entre dos picos en resonancia, sí se observan en experimentos de espectroscopía de absorción saturada (AS).

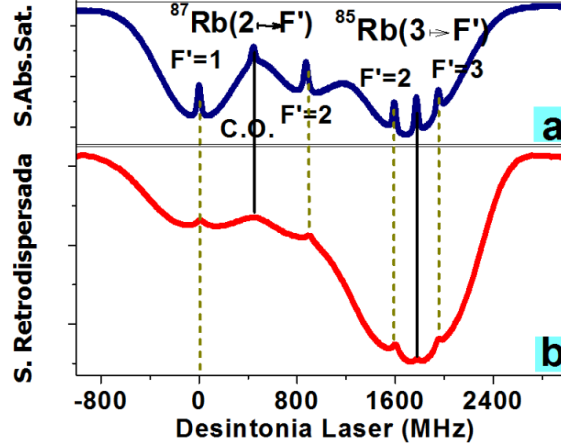
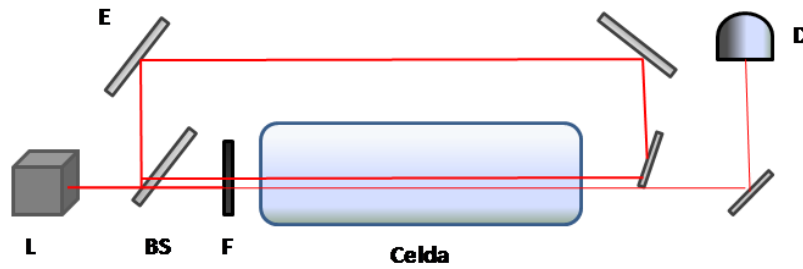
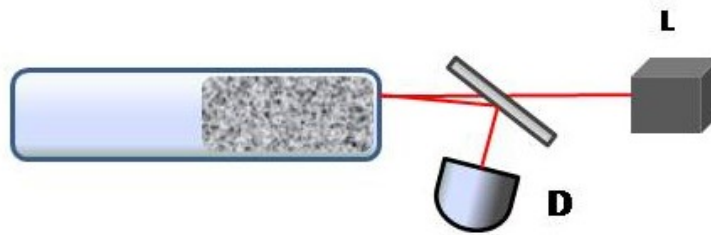


Figura 2.2: a) Espectro de absorción saturada en celda común (de referencia) a temperatura de $T = 70^\circ\text{C}$. b) Espectro de luz retrodifundida para $\theta \simeq 0$ sobre las transiciones $^{85}\text{Rb}(F = 3 \rightarrow F' = 2, 3)$ y $^{87}\text{Rb}(F = 2 \rightarrow F' = 1, 2)$ a temperatura de $T = 120^\circ\text{C}$. Gráfica extraída de [Villalba 14c]

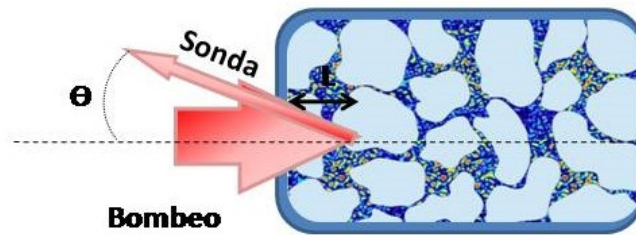
Experimentalmente esta técnica de AS, representada esquemáticamente en 2.3 a), consiste en enviar sobre el medio un haz de bombeo que lleve a los átomos desde un estado base $|g\rangle$, a uno excitado $|e\rangle$, y sondearlo con otro haz considerablemente atenuado, cuya dirección coincida con el haz saturante, y su dirección sea opuesta, trabajando ambos a la misma frecuencia ω . Tomando en cuenta el efecto Doppler, el haz de bombeo reduce la diferencia de poblaciones entre $|g\rangle$ y $|e\rangle$ para aquellos átomos cuyas velocidades cumplan $\omega - kv_1 = \omega_0$. Aquí v_1 representa las componentes de la velocidad atómica en la dirección del haz, ω_0 representa la frecuencia de transición atómica y k el vector de onda del haz. Análogamente, el campo de sonda detectará átomos cuya proyección de la velocidad sobre la dirección del campo cumpla con $\omega + kv_2 = \omega_0$. Si lo que se quiere es sondear átomos que interactúen de forma simultánea con los dos haces, se debe cumplir que $v_1 = v_2$, trayendo como consecuencia que $\omega = \omega_0$. De esta forma, al estudiar la curva de absorción del haz de sonda barriéndolo en frecuencia se verá contenido en el perfil Doppler un pico estrecho de transparencia a la frecuencia de resonancia. Es importante destacar que ambos haces deben provenir de la misma fuente, para asegurar la coherencia entre ellos. Por último, cuando los átomos tienen varios subniveles aparecen otras resonancias llamadas cross-over, que se observan como una nueva resonancia de absorción saturada pero a mitad de camino entre las dos resonancias desde el estado fundamental hacia cada uno de los subniveles. Para resumir se puede decir que la AS es una técnica espectroscópica usual para generar espectros más estrechos que el ancho Doppler basada en el acoplamiento no lineal del átomo con dos



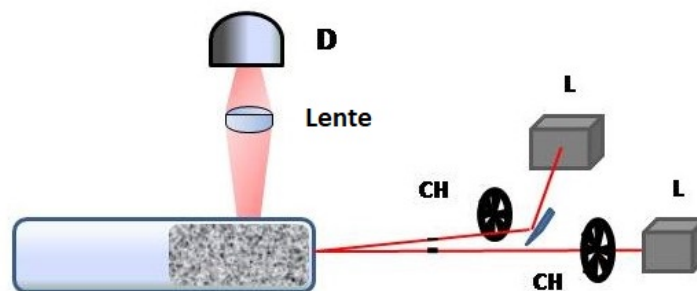
(a) *Absorción Saturada en vapor libre*



(b) *Luz retrodispersada en medio poroso*



(c) *Luz retrodispersada en medio poroso*



(d) *Montaje experimental para la espectroscopía de Pump-Probe en la línea D1 del Rb.*

Figura 2.3: Referencias: L: Láser, BS: Beam Splitter, F: Filtro, E: Espejo, D: Detector, CH: Chopper, θ : ángulo entre el haz incidente y la luz retrodifundida ($\theta \approx 0$)

campos contrapropagantes y de la misma frecuencia.

En las celdas de vidrio poroso, la señal colectada es la proveniente de los átomos posicionados en las primeras capas de la muestra porosa. Estos átomos interactúan con luz parcialmente difusa. Los espectros estrechos observados son consecuencia de un proceso de absorción saturada generado cuando el haz incidente en el medio actúa saturando el medio atómico, mientras que la luz retrodispersada funciona como probe o sonda, como muestra la Figura 2.3c. Se realizaron estudios de la variación en la señal al modificar el ángulo de detección θ en 2.3, referido a la luz retrodifundida, no observándose grandes variaciones para valores pequeños de θ . Las señales sub-Doppler obtenidas empleando este sistema físico demuestran ser robustas a variaciones en la alineación. Además, estas señales son de muy sencilla obtención. Las señales obtenidas en el medio poroso fueron comparadas con espectros de absorción saturada en celdas comunes de vapor de Rubidio, encontrándose líneas más estrechas para la señal proveniente de los poros que para aquella proveniente del vapor libre. Adicionalmente se analizaron posibles mecanismos de ensanchamiento presentes. Se realizaron estudios sobre ensanchamiento por potencia, por tiempo de tránsito y por la difusión del campo (*Wave-vector spreading*), concluyéndose que el mayor aporte viene dado por este último mecanismo. Los resultados obtenidos de esta experiencia, abren la posibilidad a pensar en la aplicación de este tipo de medio en la fabricación de referencias de frecuencia miniaturizables.

2.2.3. Espectroscopía no-lineal -Pump-Probe-

La espectroscopía Pump-Probe, al igual que la espectroscopía a dos fotones empleada en este trabajo de tesis, requiere de dos campos que exciten a los átomos. Por ser una técnica de espectroscopía no lineal habitualmente empleada en vapor libre, se la aplica al sistema novedoso en estudio, obteniéndose resultados de interés. Los campos empleados se sintonizan en las transiciones de la línea D1 del Rb. Uno de los haces es empleado como bombeo (pump), mientras el otro se emplea como sonda (probe). Con la finalidad de distinguir sólo aquellas respuestas atómicas provenientes de procesos no-lineales, se modulan ambos láser a diferentes frecuencias empleando un chopper (ver figura 2.3d). Mediante el uso de un lock-in, se obtiene la señal que corresponde a la suma de las frecuencias del chopper.

Como resultado de las medidas experimentales se obtienen espectros de

formas singulares al variar la frecuencia central del campo de bombeo, encontrándose además curvas con un ancho espectral más estrecho que el ancho Doppler. Estas formas de línea se caracterizan por tener flancos muy abruptos, como se puede ver en la Figura 2.4. Estos flancos no pueden ser generados mediante la superposición de dos formas de línea Gaussianas, sino que curvas con variaciones más abruptas son requeridos para explicar el comportamiento observado experimentalmente. Junto a estas medidas se desarrolla un modelo físico que predice estas formas de línea. El modelo contempla la aleatoriedad de los vectores de ondas de los campos al penetrar en el medio poroso y que desprecia los efectos coherentes del proceso de interacción átomo-campo. Además, haciendo uso del modelo y de los datos experimentales, se pudo obtener información de la tasa de colisiones de los átomos con las paredes de vidrio. Estos resultados coincidieron con los obtenidos por espectroscopia de resolución temporal.

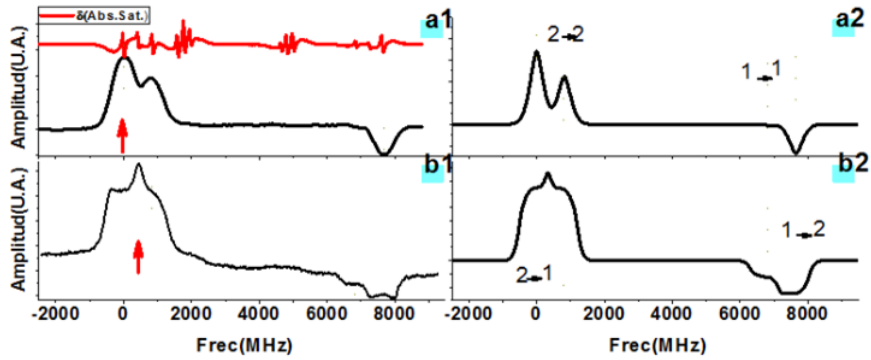


Figura 2.4: Señal no lineal en la D1 de las transiciones del Rb como función de la frecuencia del campo sonda para diferentes frecuencias de desintonía del bombeo sobre $87\text{Rb}(F = 2 \rightarrow F')$ (Flechas). Primera columna: señal experimental (negro), absorción saturada como referencia de frecuencia (rojo). Segunda Columna: Señal calculada. Gráfica extraída de [Villalba 14c]

Capítulo 3

Sistema Experimental

En este capítulo se presenta el sistema experimental empleado para la medición de señales de fluorescencia de átomos de Rb contenidos en una matriz de vidrio poroso. Primeramente se describe el átomo de Rb, introduciéndose las transiciones estudiadas junto a la justificación de su elección. En segundo lugar se presenta el medio espectroscópico empleado y su fabricación. Seguidamente se describe el montaje experimental y sus principales componentes.

3.1. Rubidio

El Rb es un metal alcalino, con número atómico 37, y es el segundo más reactivo de los mencionados metales. En estado natural se lo encuentra formado aproximadamente en un 72 % por su isótopo ^{85}Rb y un 23 % del isótopo ^{87}Rb . Cada isótopo posee un spin nuclear diferente, siendo en este caso de $I = 5/2$ e $I = 3/2$ para ^{85}Rb y ^{87}Rb respectivamente. El Rb contiene un único electrón de valencia en la última capa atómica, lo que lo convierte en un átomo con estructura de niveles hidrogenoide si se analiza en escala de energías ópticas. La configuración electrónica del Rb es:

$$(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^6(3d)^{10}(4s)^2(4p)^6(5s)^1 \quad (3.1)$$

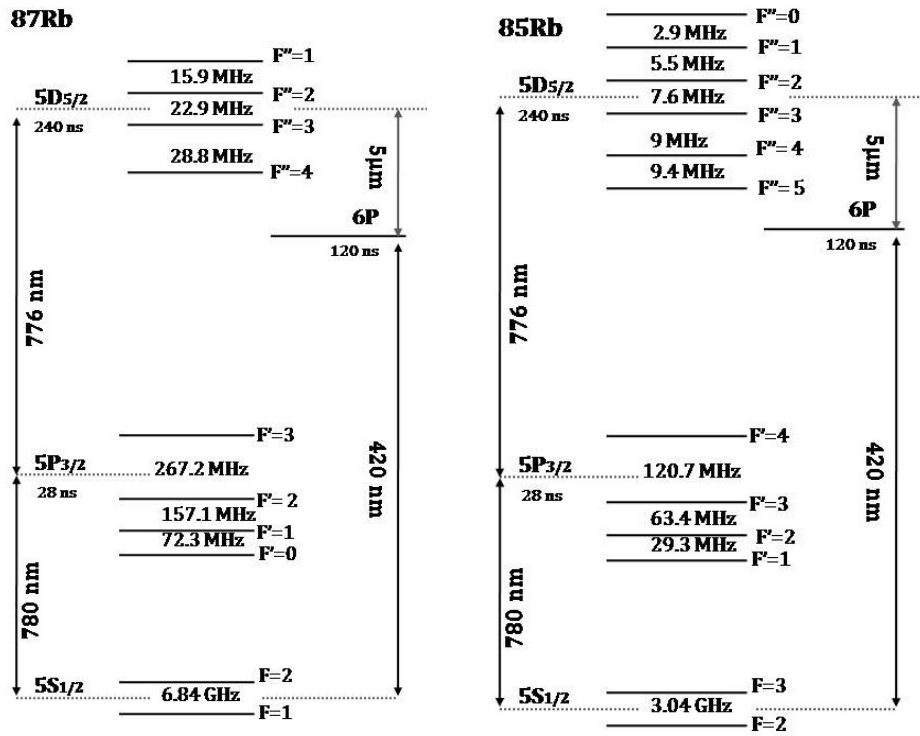
El nivel principal de la estructura fina presenta momento angular total del electrón con valor $J = 1/2$, por lo que se lo refiere como $5S_{1/2}$. Cuando se considera la interacción entre el spin del electrón y el del núcleo este nivel se desdobra en dos niveles hiperfinos. A estos niveles hiperfinos se los diferencia por su valor en el momento angular total, F , definido como

$$F = L + S + I \quad (3.2)$$

Con L el momento angular orbital del electrón y el spin del electrón $S = 1/2$. Los valores posibles para el momento angular total F se diferencian entre sí (en el caso del Rb) por un número entero y están dados por las cantidades I y J según la relación:

$$|J + I| \leq F \leq |J - I| \quad (3.3)$$

Para el estudio realizado en el presente trabajo, sólo intervienen los niveles del átomo de Rb presentes en los diagramas de niveles de las Figuras 3.1a y 3.1b.



(a) Rubidio en su isótopo 87.

(b) Rubidio en su isótopo 85.

Figura 3.1: Estructura del Rubidio con sus niveles hiperfinos y su separación energética.

En este trabajo se estudiará la transición a dos fotones, desde el estado fundamental 5S al estado excitado 5D (Ver Figuras 3.1a y 3.1b). La excitación se realiza mediante un campo con longitud de onda de 780nm , que se denominará campo de bombeo. Este campo acopla el nivel fundamental con el

nivel $5P_{3/2}$. Se emplea un segundo campo a $776nm$, o campo de acoplamiento, próximo a la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2} - 5D_{5/2}$. El nivel excitado decae espontáneamente, mediante el pasaje por un nivel, $6P$, hacia el estado base. Este decaimiento en dos etapas tiene primero una emisión a $5.2\mu m$ que es completamente absorbida por el vidrio, y luego la emisión de interés que se da en el espectro visible a $420nm$, teniendo un color azul.

En las Figuras 3.1a y 3.1b se muestran diagramas de niveles para el Rubidio explicitándose aquellas transiciones empleadas en el estudio realizado. Se exponen las diferencias energéticas para los niveles hiperfinos de los niveles que intervienen, y se muestran las longitudes de onda de excitación y de decaimiento que participan. Como se mencionó en 2.1.1 originalmente el interés de trabajar con el nivel $5D$, es porque este nivel tiene una vida media larga comparada con el tiempo de vuelo de los átomos en los poros más pequeños que se disponen. En efecto, el tiempo medio de vuelo de los átomos de Rb entre las paredes dieléctricas de intersticios de $10\mu m$ es del orden de $50ns$, mientras que la vida media de los niveles $5D$ y $5P$ son aproximadamente $240ns$ y $120ns$ respectivamente.

3.2. Celdas de vidrio poroso

Los medios porosos conteniendo átomos de Rubidio empleados en este trabajo consisten en una matriz porosa de vidrio Pyrex fabricadas en el Grupo de Espectroscopía Láser de la Facultad de Ingeniería, UdelaR.

Las celdas de vidrio poroso empleadas en la experiencia son fabricadas a partir de vidrio Pyrex molido en mortero de ágata, posteriormente clasificado por su tamaño de grano mediante mallas de $200\mu m$, $74\mu m$ y $54\mu m$. Por lo tanto, esta clasificación da lugar a granos que tienen alguna de sus dimensiones (d) con tamaño que cumplen $d < 54\mu m$, $54\mu m < d < 74\mu m$ y $74\mu m < d < 200\mu m$. Posteriormente se realiza una selección adicional en columnas de decantación. En estas columnas se dejan decantar los granos de vidrio en alcohol isopropílico, un solvente lo suficientemente volátil como para evaporar con facilidad aún en zonas profundas de la columna de vidrio pero a la vez suficientemente viscoso como para realizar una adecuada selección de la granulometría por diferencia de velocidad de decantación. El proceso de decantación permite separar los granos de acuerdo a sus dimensiones, ubicándose los de mayor tamaño hacia el fondo de la columna y los de granulometría más fina en las capas superiores.

Luego de seleccionar una muestra de granos, se los coloca dentro de un tubo Pyrex. Se optó por emplear tubos de 6mm de diámetro interior, 8mm de diámetro exterior y 11cm de largo. Los granos se introducen junto al solvente para facilitar la inserción y compactación de la muestra de vidrio. Antes de comenzar el sinterizado se debe esperar a que el solvente evapore completamente, pudiéndose acelerar el proceso exponiendo los tubos a temperaturas de no más de 50°C . Luego, se procede al calentamiento del conjunto para que la muestra adquiera la estructura de matriz rígida mediante el proceso de sinterizado. El calentamiento se realiza en horno partiendo de temperatura ambiente hasta alcanzar los 800°C aproximadamente, de forma lineal en un tiempo de 5hs. La temperatura es constantemente monitoreada en el interior del horno, y las celdas son calentadas en un soporte rígido que contiene completamente el tubo de modo de reducir las deformaciones de la celda debidas al ablandamiento del tubo vidrio con la temperatura.

Cuando la matriz porosa está lista, se debe proceder a llenar la celda con Rb. Para ello la celda es acoplada a un sistema de vacío. Primeramente se procede a limpiar el sistema y en particular a la muestra, calentando y bombeando por varias semanas. Este proceso es muy lento porque es necesario eliminar cualquier impureza dentro de estos materiales. Una vez que el sistema alcanza presiones en el entorno de 10^{-8}torr , se detiene el bombeo y se procede a migrar Rb a la celda. Para ello se quiebra un sello que mantiene aislado un reservorio de Rb y, liberado el Rb al sistema, se genera un punto frío para condensar una gota en el cuerpo de la celda. Luego se procede a sellar la celda y separarla del sistema de vacío estrangulando y cortando el tubo de vidrio, fundiéndolo con una llama de soplete. El procedimiento completo de fabricación insume algo más de 4 meses.

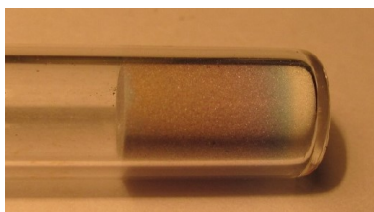


Figura 3.2: Imagen de una celda de vidrio poroso en donde se exhiben las diferentes coloraciones indicando distintos grados de penetración de los átomos de Rubidio en el medio.

Las celdas fabricadas según el procedimiento mencionado, dan como resultado matrices porosas de tamaños variables. En el presente trabajo, se emplearon dos celdas, una de tamaño medio de poro aproximado de $100\mu\text{m}$ y la otra de $10\mu\text{m}$ [Villalba 14c]. Ambas celdas contienen una columna de vidrio poroso de aproximadamente 1cm de longitud.

3.3. Elementos y módulos del montaje experimental

En esta sección se presentarán los diferentes componentes y módulos principales que conforman el montaje experimental. Se describirán en particular los laser empleados con sus características y principios de funcionamiento.

3.3.1. Láser

Para excitar los átomos de Rb al nivel $5D$ se utilizan dos campos de luz con longitudes de onda diferentes. Por un lado se emplea un haz que trabaje en la línea D2 del Rubidio ($\lambda = 780nm$) y por otro lado otro que esté sintonizado en los $\lambda = 776nm$. Estos haces se consiguen empleando dos laser de diodo acoplados a una cavidad externa, en régimen monomodo (ancho espectral $\approx 1MHz$) (ver Figura 3.3), que trabajan de forma continua presentando una potencia de salida aproximada de $30mW$. Los laser de diodos empleados, que emiten ambos libremente en el entorno de los $\lambda = 780nm$, fueron montados en dos cavidades extendidas en configuración Littrow, forzándolos a resonar a las longitudes de onda requeridas por el experimento. La cavidad cuenta con una lente de colimación y una red de difracción que cierra la cavidad.

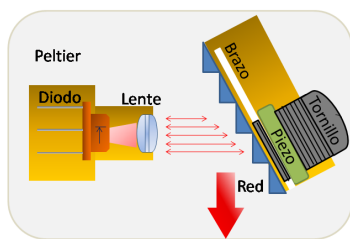


Figura 3.3: Esquema del laser de diodo montado en un sistema de cavidad externa

Esta red está soportada por un brazo mecánico que permite realizar movimientos en el ángulo de la misma mediante un tornillo micrométrico y también eléctricamente a través de una cerámica piezoeléctrica. La disposición de la red es tal que el orden uno es retro-alimentado hacia el laser. Actuando sobre el ángulo de la red de difracción es posible modificar la longitud de onda a la cual se acopla la cavidad externa y por lo tanto

sintonizar la emisión del laser. Una señal eléctrica en el piezoeléctrico de la red permite realizar barridos y modulaciones de la frecuencia del laser. En el caso particular de la configuración Littrow, el orden cero de la red es la dirección de salida de la luz del laser. Típicamente el rango de barrido continuo de

la longitud de onda del laser es de unos $5GHz$. La existencia de la cavidad externa reduce el ancho espectral del laser (originariamente situado en unas $30MHz - 50MHz$ para el laser libre) a aproximadamente $1MHz$.

Además de la red de difracción, el montaje cuenta con un sistema de control de temperatura para estabilizar la longitud mecánica de la cavidad externa. Este sistema funciona termoeléctricamente por efecto Peltier. La longitud de onda de emisión del laser es muy sensible a variaciones de su temperatura, por lo que su temperatura es estabilizada junto con la de la cavidad óptica. Es necesario además ajustar la temperatura de trabajo del laser para que su longitud de onda de emisión libre se aproxime a la longitud de onda de trabajo de la cavidad externa. El laser en la línea $D2$ del Rb, trabaja a $24^{\circ}C$ aproximadamente, mientras que el laser emitiendo a $\lambda = 776nm$, por estar alejada esta longitud de onda de la longitud para la que fue fabricado el diodo, debe trabajar a temperaturas en el orden de los $10^{\circ}C$. Esto complejiza un poco la operación del laser, que deberá incluir además un sistema de refrigeración. El sistema de refrigeración es un circuito cerrado de agua, que disminuye la temperatura en la base del soporte, asegurando un adecuado reservorio de temperatura necesario para el control de temperatura de la cavidad.

3.3.2. Electrónica de control

Sendos sistemas de control térmico son empleados para enfriar las cavidades con una estabilidad en el orden de los $10^{\circ}mC$. A su vez se utilizan fuentes de corriente para los laser de diodo que tienen una gran estabilidad y bajo ruido. Estas fuentes además incorporan un sistema eléctrico de control que permite realizar un barrido continuo de la frecuencia de los laser. Este sistema de "feed-forward" utiliza la señal eléctrica empleada para barrer la frecuencia de los lasers actuando sobre la cerámica piezoeléctrica de la red de difracción, para corregir la corriente de operación del laser de modo que la frecuencia central de operación de este acompañe la frecuencia de operación de la cavidad extendida.

3.3.3. Montaje experimental

Los lasers de diodo son muy sensibles a la luz que pueda ser re-inyectada en su cavidad. Esta propiedad en particular es la que se utiliza para mejorar su funcionamiento empleando una cavidad externa sintonizable. Sin embargo, es

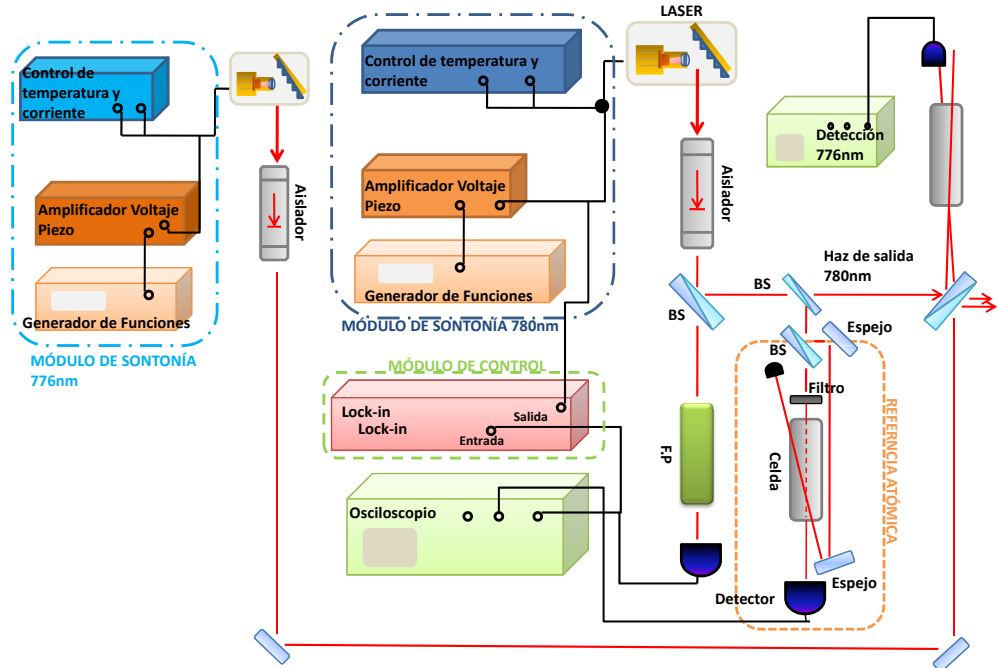


Figura 3.4: Esquema de módulos para el laser. Módulo de control, de Estabilización y de Referencia atómica. BS: Beam-splitter, FP: Fabry-Perot

necesario tomar precauciones para evitar otras realimentaciones provenientes del montaje experimental. Para ello se agregó a la salida del laser un aislador óptico, eliminando así la posibilidad de desestabilizar el laser por un haz de retroalimentación.

Para tener una referencia de frecuencia atómica en la línea D2 del Rubidio se realizó un montaje de absorción saturada (Figura 3.4). Esta señal de referencia nos permite monitorear la estabilidad y la posición en frecuencia del mencionado laser. En el caso del laser a 776nm , un simple montaje de absorción lineal en una celda de Rb permite monitorear su frecuencia. En este caso un montaje de absorción saturada no es útil debido a la complejidad de la estructura de niveles hiperfinos que torna de muy difícil implementación la señal espectroscópica. Por ello la frecuencia de este laser se determinará en función de la absorción lineal, que presenta ancho Doppler, y una calibración de la señal de barrido que permite determinar con mayor precisión desintonías del laser dentro del ancho Doppler. El montaje para realizar la espectroscopía de dos fotones dentro del vidrio poroso se esquematiza en le Figura 3.5. Los dos campos laser son parcialmente focalizados en un mismo punto de la muestra

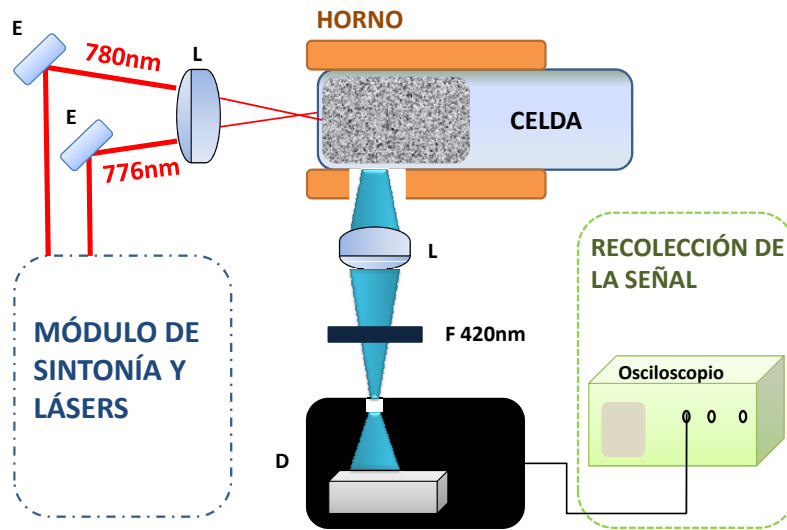


Figura 3.5: Montaje experimental en donde se ilustra la celda de vidrio poroso conteniendo Rubidio, el horno, los dos haces de bombeo y de acoplamiento, la lente (L), el filtro (F 420nm) y el detector (D).

porosa. Para ello se emplea una lente de distancia focal 15cm . El medio poroso se encuentra contenido dentro de un horno que permite controlar la temperatura de la celda, la cual es monitoreada. La temperatura de la celda permite controlar la densidad atómica. Las medidas fueron realizadas esencialmente para dos densidades: una densidad alta, correspondiente a 120°C ; y otra baja, correspondiente a 40°C . El horno presenta dos ventanas: una frontal a través de la cual inciden los haces sobre la muestra porosa; y una ventana lateral a través de la cual se mide la señal de fluorescencia.

Para maximizar el ángulo sólido de colección de la fluorescencia emitida por los átomos por la superficie lateral de la muestra porosa, se utiliza una lente convergente de distancia focal pequeña (2cm). Para ello se genera la imagen de la muestra porosa sobre una máscara realizada a la entrada del soporte del detector (relación de imagen: $1 : 1$). La máscara tiene una apertura cuyas dimensiones son aproximadamente 3mm de alto y 1.5mm de ancho. Esta máscara permite seleccionar la fluorescencia atómica proveniente de una zona restringida de la superficie lateral del medio poroso.

Con un traslador que permite controlar la posición del detector (y la máscara), se posiciona el mismo de forma de coleccionar la señal de fluorescencia proveniente de un área ubicada a unos 3mm del extremo de la muestra donde

inciden los haces. De esta manera se busca asegurar que la señal colectada corresponde a la generada por la interacción de los átomos con campos que se han propagado suficientemente dentro del vidrio poroso y que por lo tanto tienen un carácter difuso. Mediante otro trasladador se regula la posición del plano de la máscara sobre el plano imagen. Entre la lente y el detector se coloca un filtro óptico interferométrico pasabanda que solo transmite la luz correspondiente a la fluorescencia atómica, atenuando en particular los campos laser. Éste filtro trabaja en torno a una frecuencia central de $(420 \pm 2)nm$, con un ancho a media altura de $(10 \pm 2)nm$. El detector empleado es un tubo fotomultiplicador Hamamatsu R636.

3.3.4. Medidas Experimentales

Los espectros medidos se obtuvieron midiendo la fluorescencia atómica en $420nm$ barriendo la frecuencia de uno de los campos laser de excitación, manteniendo fija la frecuencia del otro campo. Las medidas se realizaron para diferentes frecuencias de desintonía respecto a la resonancia atómica respectiva del campo que permanece fijo. Se realizaron dos juegos de medidas, barriendo uno u otro de los campos de excitación. Para la adquisición de datos se empleó un osciloscopio digital Tecktronix DPO4102B. En particular el osciloscopio se utilizó en un modo de adquisición en el cual se promediaron 512 espectros como forma de reducir en parte el ruido en los espectros. Además de las medidas en el dominio de las frecuencias, se realizaron también medidas en el dominio temporal, estudiando la evolución en el tiempo de la señal de fluorescencia. El estudio en particular fue realizado sobre una celda de tamaño medio de poro de $50\mu m$. El montaje experimental es el mismo, con el agregado de un interferómetro Mach-Zender fibrado que permitió modular el haz del laser de bombeo que llega a la celda. El Mach-Zender fue utilizado para realizar un apagado rápido del campo de bombeo y estudiar así la dinámica posterior de decaimiento de la fluorescencia. El tiempo característico de apagado del Mach-Zender (*switching time*) es de $10ns$. Este tiempo es sustancialmente menor al tiempo característico de decaimiento de la fluorescencia ($240ns$), por lo que no hay mayores distorsiones introducidas por el mecanismo de apagado. Estas medidas fueron también adquiridas en el osciloscopio Tektronix DPO4102B.

Capítulo 4

Medidas, análisis e interpretación de resultados experimentales

En esta sección se presentan las medidas experimentales realizadas y su análisis espectroscópico acompañado del desarrollo de un modelo físico. Los procesos físicos involucrados son analizados y discutidos de forma crítica, buscando comprender en profundidad el comportamiento del sistema.

4.1. Espectros Experimentales

Las medidas experimentales de resonancia de dos fotones fueron realizadas dejando fijo en frecuencia uno de los laser, mientras que el otro laser fue barrido en torno a la frecuencia de resonancia atómica. La temperatura de trabajo de la celda fue variada para estudiar el efecto de la densidad atómica sobre la señal experimental. Algunos efectos presentes en las señales a altas densidades disminuyen al bajar la densidad, por lo que se registraron medidas para $40^{\circ}C$ y $120^{\circ}C$ del reservorio de Rb, lo que corresponde a densidades de $10^{10}atm/cm^3$ y $10^{13}atm/cm^3$ respectivamente. Las medidas fueron tomadas para diferentes desintonías del laser fijo en frecuencia, comenzando en resonancia y desintonizando luego de forma gradual hasta alcanzar desintonías del orden de un ancho Doppler. Buscando estudiar un posible efecto del confinamiento sobre la señal experimental se realizaron medidas en dos celdas diferentes cuyos tamaños de poros difieren en un orden de magnitud ($10\mu m$ y $100\mu m$).

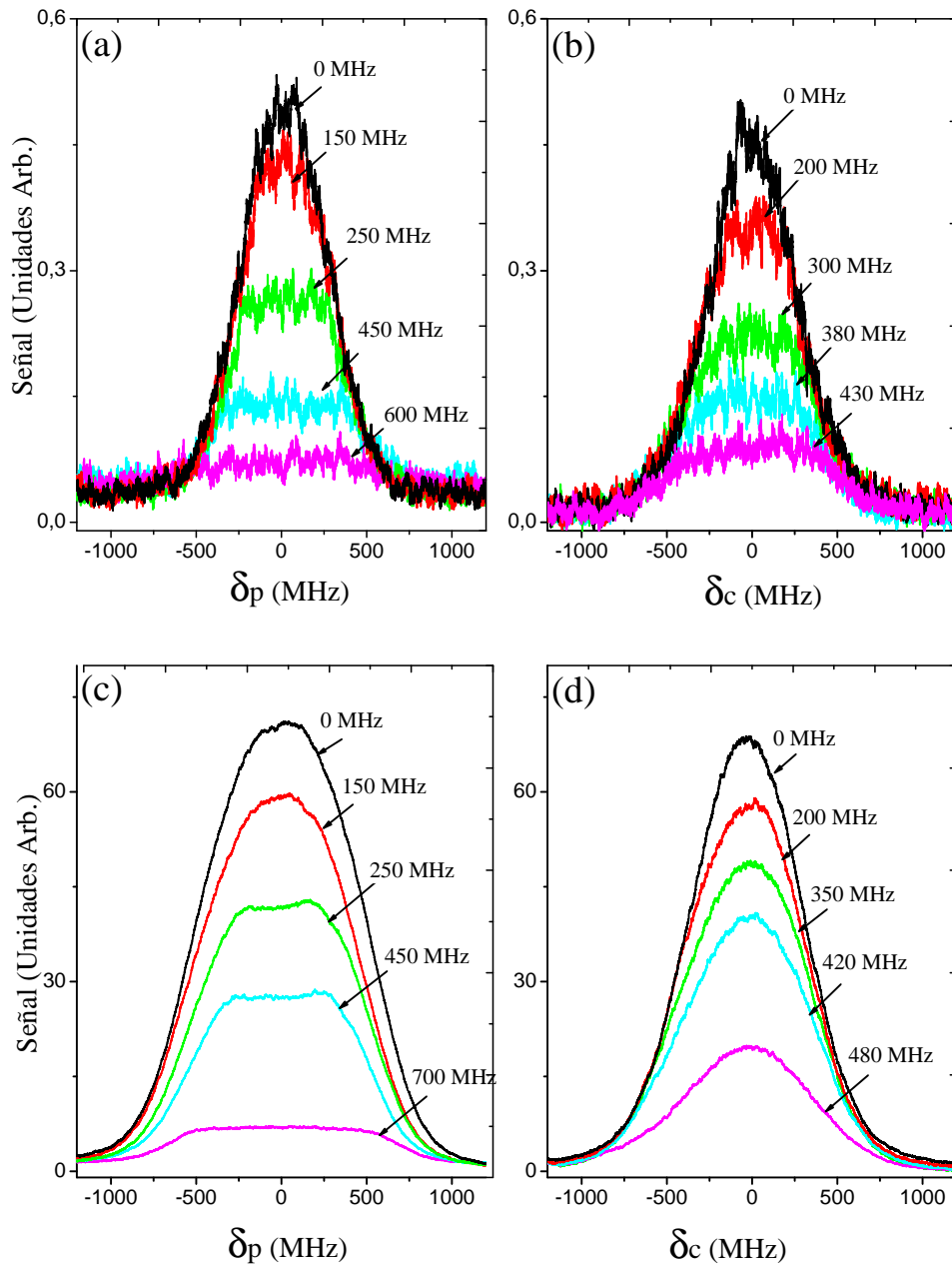


Figura 4.1: Espectros experimentales en celda de $100\mu\text{m}$ a) a 40°C y c) 120°C barriendo el laser de bombeo (780nm) para diferentes desintonías del laser de acoplamiento informadas en las gráficas. En b) 40°C y d) 120°C se barre el laser de acoplamiento fijando el de bombeo.

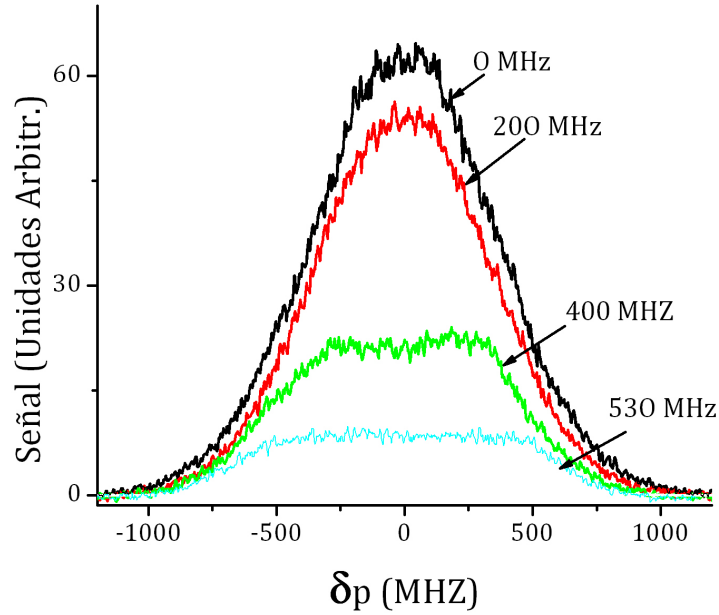


Figura 4.2: Espectros para celda de $10\mu m$ a $T = 120^\circ C$, con el laser de acoplamiento fijo en las frecuencias indicadas en la gráfica

En la Figura 4.1 se muestran cuatro gráficas correspondientes a las medidas obtenidas para las desintonías mencionadas en celda de tamaño medio de poro de $100\mu m$, para ambas temperaturas. Allí, se observan las señales obtenidas al barrer el laser de bombeo (Figuras de la izquierda) y el de acoplamiento (derecha), notándose formas de línea simétricas respecto a la frecuencia de resonancia atómica para todas las situaciones. La simetría es destacable ya que, como se explicará en la próxima sección, da información del tipo de interacción átomo-campo que se está llevando a cabo. Como se muestra en [Bjorkholm 76], para la espectroscopía de dos fotones, los espectros de excitación presentan una resonancia situada en torno a la frecuencia del laser que permanece fijo en frecuencia. Esta resonancia, que introducirá una asimetría con respecto a la frecuencia de la transición atómica, no es observada.

Analizando las medidas para densidad baja, se destaca además que éstas muestran a simple vista formas de línea inusuales para posiciones del laser de acoplamiento diferentes a la resonancia. Estas formas se caracterizan por la presencia de una meseta que se evidencia a medida que la desintonía del laser que permanece fijo aumenta.

Si se centra la atención ahora en las medidas para alta densidad, se aprecia una sustancial diferencia para los espectros registrados barriendo el laser de acoplamiento (Figuras 4.1 (b) y (d)). Para la situación del barrido del laser

de bombeo la forma espectral se mantiene similar al caso de bajas densidades, observándose la forma de meseta para desintonías grandes del laser de acoplamiento. Por el contrario, en los espectros obtenidos para el caso del barrido del laser de acoplamiento, fijando ahora el laser de bombeo, no se observan las mencionadas mesetas. Los espectros son ahora en forma de campana, notándose que los perfiles de los espectros no varían su forma con la desintonía.

Como se desarrollará en la Sección 4.2 las formas espectrales tipo meseta tienen su origen en la interacción de los átomos con campos de luz difusos. Sin embargo, al aumentar la densidad otro efecto se manifiesta, enmascarando el efecto del campo difuso. Este efecto nuevo se evidencia en el cambio en la forma de línea observado en la Figura 4.1 c). En la Figura 4.2 se muestran las formas de línea para la situación en donde el laser de acoplamiento está fijo y se barre el laser de bombeo en una celda con tamaño medio de confinamiento de $10\mu m$, a densidad alta. Al igual que para la celda de mayor tamaño en estas condiciones, los espectros observados presentan la singular forma de meseta. Ya que esta forma de línea, sin diferencias apreciables, se da para ambos tamaños de poros, no se constata un efecto del confinamiento sobre estas características de los espectros (estos espectros son demasiado anchos como para observar diferencias entre ellos, debido a efectos de confinamiento). Sin embargo, cuando el laser de acoplamiento está sintonizado en resonancia los espectros observados y predichos por el modelo son más estrechos que fuera de resonancia, siendo posible realizar la comparación entre celdas, observándose de hecho una diferencia de anchos espectrales para diferentes tamaños de poro. Más adelante se discutirá en profundidad este efecto sobre los anchos espectrales.

4.2. Interpretación Física de las medidas espectroscópicas: Modelos para las formas de línea

El abordaje del problema de comprender las formas de línea obtenidas experimentalmente será realizado con diferentes grados de complejidad. Para comenzar a comprender algunas características de las formas de línea que se observan en las gráficas 4.1 se comenzará pensando en un modelo muy simplificado del problema. La transición a dos fotones como consecuencia de la interacción con dos campos puede describirse teóricamente en forma simplifi-

cada mediante dos mecanismos diferentes denominados de excitación *directa* y excitación a dos etapas o *stepwise* [Berman 10]. En la primera el átomo pasa directamente de su estado fundamental al estado excitado mediante la absorción de dos fotones de cada uno de los campos, cuyas energías suman la diferencia de energía existente entre los dos niveles. En este proceso la coherencia entre los campos de luz es fundamental para que pueda llevarse adelante el proceso de excitación. Esta coherencia óptica entre los campos induce una coherencia atómica entre los niveles fundamental y excitado, sin la cual, el proceso de excitación de dos fotones directo no tiene lugar. En este proceso de excitación no se requiere la excitación de un estado atómico intermedio, y en particular la excitación directa contribuye con espectros centrados en torno a la frecuencia del campo que permanece fijo. Por lo tanto, esta contribución espectral no guarda en general ningún tipo de simetría respecto a la frecuencia del estado atómico intermedio. Por otro lado, el proceso *stepwise* es un proceso en dos etapas: en primer lugar el átomo absorbe un fotón de uno de los campos alcanzando un estado intermedio desde donde absorberá un segundo fotón del campo para llegar al estado final excitado. En este caso la coherencia ya no es requerida y su contribución a los espectros es simétrica respecto a la frecuencia de resonancia atómica. Teniendo en cuenta que los campos de luz al penetrar en la matriz de vidrio presentan una alta dispersión, dentro de cada poro los campos tendrán una estructura de tipo speckle. En particular en estos campos la fase puede considerarse definida en zonas espaciales cuyas dimensiones son comparables con la longitud de onda, denominadas zonas de speckle. El átomo al moverse dentro del poro se desplazará por varias zonas de speckle experimentando así una fase del campo óptico que fluctúa de forma aleatoria. En particular, esto ocurre también para la fase relativa entre los dos campos ópticos. Esta fluctuación aleatoria de la fase relativa de los campos introduce una decoherencia que impide crear coherencias atómicas y por lo tanto anula la contribución coherente directa. En consecuencia, el carácter difuso de los campos implica que en los espectros solo contribuye la excitación incoherente a dos etapas que es simétrica respecto a la frecuencia de resonancia atómica.

A continuación se desarrollará una descripción simple para explicar las formas espectrales. Para ello se considera que los átomos se mueven a una velocidad \vec{v} e interactúan con dos campos cuyos vectores de onda se representan como \vec{k}_p (bombeo) y \vec{k}_c (acoplamiento) y presentan un ángulo θ_p y θ_c con respecto a la velocidad. Se pueden escribir las condiciones de resonancia para

los dos procesos mencionados antes. Se define para ello la desintonía como la diferencia entre la frecuencia del laser y la frecuencia que define la separación energética de dos niveles consecutivos. A modo de ejemplo, la desintonía δ_p será $\delta_p = \omega_p - \omega_{12}$, con $\hbar\omega_{12}$ la separación energética entre el nivel fundamental y el nivel intermedio. Empleando estas desintonías, para el proceso de excitación a dos fotones directo se tiene:

$$\delta_p + \delta_c = (\vec{k}_p + \vec{k}_c) \cdot \vec{v} \quad (4.1)$$

Donde en la ecuación 4.1 se ha tomado en cuenta la desintonía que introduce el efecto Doppler debido a la velocidad de los átomos. Asumiendo una distribución isotrópica de vectores \vec{k} , propia de un campo difuso, la condición de resonancia representada por la ecuación 4.1 implica que el espectro obtenido al barrer, por ejemplo, la desintonía δ_p , estará centrado en $-\delta_c$.

Para el proceso *stepwise* las condiciones de resonancia serán:

$$\delta_p = k_p v \cdot \cos(\theta_p) \quad (4.2)$$

$$\delta_c = k_c v \cdot \cos(\theta_c) \quad (4.3)$$

Si en este caso se fija el valor de δ_c la selección de velocidades dará, haciendo uso de la ecuación 4.3, $v = \frac{\delta_c}{k_c \cdot \cos(\theta_c)}$. Estudiando la distribución de δ_p para un valor fijo de velocidad v , de acuerdo a la ecuación 4.2 para campos aleatorios, o sea para una distribución par de θ_p , la distribución para δ_p será par debido a la paridad de la función $\cos(\theta)$. El hecho de que los espectros registrados presenten simetría con respecto a la frecuencia de resonancia atómica $\delta_p = 0$, sin observarse un pico lateral posicionado en la frecuencia de operación del laser fijo (en este caso δ_c), evidencia la inhibición de procesos directos de excitación de los átomos dentro del medio poroso. Esto refuerza la idea de que, debido a que los campos ópticos son difusos, no es posible inducir coherencias en el medio atómico.

Este modelo simplificado brinda también una explicación primaria a los espectros con formas de meseta observadas en los datos experimentales. Considerando una cierta desintonía $\delta_c \neq 0$ fija, la condición de resonancia (4.3) se satisface para velocidades superiores a $|v_{min}| = |\delta_c|/k_c$. Si se consideran entonces velocidades superiores a v_{min} , la condición de resonancia en 4.2 será satis-

fecha siempre que $|\delta_p|$ sea inferior a $\frac{k_p}{k_c}|\delta_c|$. Dado que los campos son difusos, la isotropía en los vectores \vec{k}_c y \vec{k}_p aseguran que existirá un θ_p que permite verificar la condición 4.2. La distribución de probabilidad para la función $\cos(\theta_p)$ es uniforme en el dominio $[-1, 1]$, para una distribución uniforme del ángulo sólido $d\Omega$, propia de un campo difuso. Entonces, para valores de δ_p inferiores a $\frac{k_p}{k_c}|\delta_c|$, los átomos interactuando con campos difusos siempre satisfacen las condiciones de resonancia, por lo que en este rango de desintonías su contribución a la señal es constante y corresponde a la contribución resonante. Por otra parte, para valores de $|\delta_p|$ mayores a $\frac{k_p}{k_c}|\delta_c|$, se restringe el rango de velocidades que satisfacen las condiciones de resonancia. Esto lleva a una reducción en el número de átomos que participan en el proceso, a medida que la desintonía δ_p aumenta. Algo interesante a destacar es que este modelo predice las posiciones en que se encuentran los cambios bruscos de la derivada, que de ahora en más llamaremos codos, en las curvas tipo meseta. Estos codos estarán ubicados exactamente en $|\delta_p| = \frac{k_p}{k_c}|\delta_c|$. Las medidas experimentales a baja densidad, verifican esta predicción.

El modelo simplificado explica de un modo sencillo las características principales de las formas de línea. En las próximas secciones se desarrollarán una serie de modelos que incluyen una descripción semi-clásica de la interacción átomo-luz y la naturaleza difusa de los campos ópticos. Se comenzará considerando un modelo simplificado que considera los procesos físicos fundamentales que permiten describir las observaciones realizadas. Luego, procurando explicar ciertas discrepancias con las medidas, se incluirán en el modelo nuevos elementos. El primer modelo que se considera describe el caso de un sistema cerrado, o sea, un sistema en donde se consideran simplemente tres niveles atómicos, y en donde las poblaciones se conservan. Este modelo simplificado predice de forma satisfactoria las formas espectrales observadas, con algunas discrepancias que se discutirán oportunamente.

4.2.1. Modelos teóricos

Para estudiar desde un punto de vista teórico la señal medida experimentalmente, es necesario comprender que su origen radica en el decaimiento de átomos de Rubidio desde su nivel excitado $5D$. La señal registrada será por tanto proporcional a la cantidad de átomos que se encuentren en este nivel. Para el desarrollo de los cálculos se empleará el formalismo de matriz densidad.

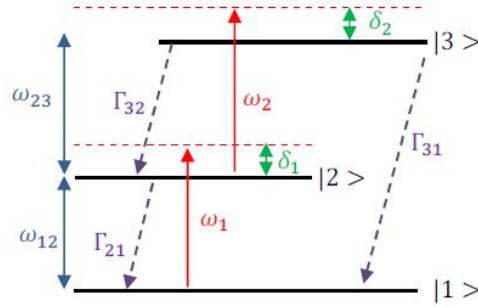


Figura 4.3: Diagrama de niveles En el diagrama de niveles los campos de luz tienen frecuencias ω_1 y ω_2 . Las cantidades ω_{12} y ω_{23} representan las separaciones energéticas entre el estado base y el segundo nivel, y la diferencia entre el segundo y tercer nivel respectivamente. Las pequeñas desintonías de los laser vienen dados por las cantidades definidas como δ

Si llamamos al nivel excitado $5D$ como nivel $|3\rangle$, la información del número de átomos en este estado viene dada en el elemento diagonal ρ_{33} de la matriz densidad. Se deberá estudiar por tanto el comportamiento de ρ_{33} .

Para describir la evolución de la matriz densidad utilizaremos las ecuaciones Ópticas de Bloch. Estas ecuaciones toman en cuenta por un lado la interacción del átomo con la radiación incidente, considerada monocromática, y por otro lado la interacción del átomo con los modos del vacío del campo, que da lugar a procesos de relajación [Cohen-Tannoudji 92]. Físicamente las ecuaciones de Bloch expresan la competencia entre los decaimientos espontáneos y las excitaciones debidas al campo externo. A continuación se presentarán dichas ecuaciones para la situación específica ilustrada en la Figura 4.3. En la Figura 4.3 se presentan los tres niveles atómicos y se introduce la notación con la que se desarrollarán los cálculos. Comenzando por describir la evolución del sistema representado por su matriz densidad ρ , se sabe que en forma general se cumple:

$$i\hbar\dot{\rho} = [H, \rho] + \left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|_{Relajacion} \quad (4.4)$$

en donde H representa el Hamiltoniano del sistema conformado por el átomo y la radiación, y el término con la derivada parcial es la notación para especificar la inclusión de los términos de relajación. En esta expresión el primer término del lado derecho corresponde a la evolución Hamiltoniana del sistema, mientras que en el segundo corresponde al decaimiento espontáneo. Explícitamente el

Hamiltoniano se puede construir con dos contribuciones; una relacionada al átomo libre, H_0 , y la otra conteniendo información de la interacción del átomo con el campo, V .

$$H = H_0 + V \quad (4.5)$$

$$H_0 = \hbar\omega_{12} |2\rangle \langle 2| + \hbar(\omega_{23} + \omega_{12}) |3\rangle \langle 3| \quad (4.6)$$

$$V = -\mathbb{E}.D \quad (4.7)$$

En donde \mathbb{E} representa el campo clásico de la forma $\vec{\mathbb{E}}_i = \mathbb{E}_i \cos(\omega_i t)$ y D el operador impar dipolo para el átomo $D_{ab} = \mu_i(|a\rangle \langle b| + |b\rangle \langle a|)$, con a y b estados atómicos (1, 2, 3). En las definiciones anteriores E_i representa la amplitud del campo i , mientras que μ_i es el dipolo atómico asociado a la transición correspondiente y $|a\rangle$ y $|b\rangle$ los estados atómicos acoplados por el campo. En esta instancia se está trabajando en la aproximación de dipolo (campos uniformes comparados con las dimensiones atómicas). La matriz V toma la siguiente forma para el caso del átomo de tres niveles:

$$V = \hbar \begin{bmatrix} 0 & \Omega_1 \cos \omega_1 t & 0 \\ \Omega_1 \cos \omega_1 t & 0 & \Omega_2 \cos \omega_2 t \\ 0 & \Omega_2 \cos \omega_2 t & 0 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

Con $\Omega_i = \frac{E_i \mu_i}{\hbar}$ la frecuencia de Rabi de cada interacción. Antes de resolver la ecuación 4.4 se realizará la Aproximación de Onda Rotativa (*RWA*). Esta aproximación consiste en descartar términos de evolución rápida comparada con la evolución atómica. La evolución libre para los operadores de «subida» y «bajada» del átomo, por ejemplo $|2\rangle \langle 1|$ y $|1\rangle \langle 2|$ respectivamente, viene dada por las exponenciales $e^{i\omega_{21}t}$ y $e^{-i\omega_{21}t}$. Escribiendo el $\cos \omega_k t$ mediante exponenciales complejas, se obtienen términos con argumentos positivos y negativos en la frecuencia ω_k . Al estudiarse la evolución del sistema se obtendrán, en el sistema de ecuaciones de Bloch, exponenciales con argumentos de la forma $|\omega_{kj} \pm \omega_k|$. En la *RWA* se despreciarán aquellos términos de evolución rápida (en este caso del orden de la frecuencia óptica, 10^{15} Hz) con respecto a la evolución atómica, ω_{kj} (10^9 Hz). En concreto, se despreciarán los términos cuya evolución vaya con la suma de las frecuencias, reteniendo solamente aquellos términos lentos que evolucionen según la diferencia de las frecuencias. Bajo esta aproximación, el resultado que se obtiene al desarrollar el término de

evolución Hamiltoniana (los términos de relajación serán incluidos posteriormente) contiene 9 ecuaciones. Dentro de este conjunto de ecuaciones, aquellas para las coherencias $\rho_{ij} |_{i \neq j}$ y $\rho_{ji} |_{i \neq j}$ son complejas conjugadas, por lo que se presenta sólo una ecuación por coherencia, pudiéndose fácilmente obtener su par si fuese necesario:

$$\dot{\rho}_{11} = -\frac{i\Omega_1}{2} (e^{i\omega_1 t} \rho_{21} - e^{-i\omega_1 t} \rho_{12}) \quad (4.9)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\frac{i\Omega_1}{2} (e^{-i\omega_1 t} \rho_{12} - e^{i\omega_1 t} \rho_{21}) - \frac{i\Omega_2}{2} (e^{i\omega_2 t} \rho_{32} - e^{-i\omega_2 t} \rho_{23}) \quad (4.10)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \frac{i\Omega_2}{2} (e^{i\omega_2 t} \rho_{32} - e^{-i\omega_2 t} \rho_{23}) \quad (4.11)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -i\rho_{13}e^{-i(\omega_1+\omega_2)t}\omega_{13} - \frac{i\Omega_1}{2}e^{-i\omega_2 t}\rho_{23} + \frac{i\Omega_2}{2}e^{-i\omega_1 t}\rho_{12} \quad (4.12)$$

$$\dot{\rho}_{12} = i\rho_{12}e^{-i\omega_1 t}\omega_{12} - \frac{i\Omega_1}{2}(\rho_{22} - \rho_{11}) + \frac{i\Omega_2}{2}\rho_{13}e^{-i(\omega_1+\omega_2)t} \quad (4.13)$$

$$\dot{\rho}_{23} = i\rho_{23}e^{-i\omega_2 t}\omega_{23} - \frac{i\Omega_2}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}) - \frac{i\Omega_1}{2}\rho_{13}e^{-i(\omega_1+\omega_2)t} \quad (4.14)$$

Se definirán nuevas variables de evolución lenta con la finalidad de eliminar la dependencia explícita en el tiempo de las ecuaciones 4.9-4.14. El cambio de variable será:

$$\sigma_{12} = e^{-i\omega_1 t} \rho_{12}$$

$$\sigma_{23} = e^{-i\omega_2 t} \rho_{23}$$

$$\sigma_{13} = e^{-i(\omega_1+\omega_2)t} \rho_{13}$$

$$\sigma_{ii} = \rho_{ii}$$

Con este cambio de variable las ecuaciones 4.9-4.14 toman la forma que se muestra abajo. En el caso de este trabajo, como ya fue mencionado, el interés se centra principalmente en estudiar la evolución de la población $\rho_{33} = \sigma_{33}$.

$$\dot{\sigma}_{11} = -\frac{i\Omega_1}{2} (\sigma_{21} - \sigma_{12}) \quad (4.15)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = -\frac{i\Omega_1}{2} (\sigma_{12} - \sigma_{21}) - \frac{i\Omega_2}{2} (\sigma_{32} - \sigma_{23}) \quad (4.16)$$

$$\dot{\sigma}_{33} = \frac{i\Omega_2}{2} (\sigma_{32} - \sigma_{23}) \quad (4.17)$$

$$\dot{\sigma}_{13} = -i\sigma_{13}\delta - \frac{i\Omega_1}{2}\sigma_{23} + \frac{i\Omega_2}{2}\sigma_{12} \quad (4.18)$$

$$\dot{\sigma}_{12} = i\sigma_{12}\delta_1 - \frac{i\Omega_1}{2}(\sigma_{22} - \sigma_{11}) + \frac{i\Omega_2}{2}\sigma_{13} \quad (4.19)$$

$$\dot{\sigma}_{23} = i\sigma_{23}\delta_2 - \frac{i\Omega_2}{2}(\sigma_{33} - \sigma_{22}) - \frac{i\Omega_1}{2}\sigma_{13} \quad (4.20)$$

En estas ecuaciones se ha introducido una nueva frecuencia correspondiente a la suma de las frecuencias de desintonía de los dos campos, $\delta = \delta_1 + \delta_2$. A las ecuaciones anteriores, resta agregarles los términos de relajación provenientes de la interacción del átomo con el campo de vacío. Estos términos son de la forma:

$$\left. \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial t} \right|_{Relajacion} = \Gamma_{21}\sigma_{22} + \Gamma_{31}\sigma_{33} \quad (4.21)$$

$$\left. \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial t} \right|_{Relajacion} = -\Gamma_{21}\sigma_{22} + \Gamma_{32}\sigma_{33} \quad (4.22)$$

$$\left. \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial t} \right|_{Relajacion} = -(\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\sigma_{33} \quad (4.23)$$

$$\left. \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} \right|_{Relajacion} = -\gamma_{ij}\sigma_{ij} \quad |_{i \neq j} \quad (4.24)$$

En estas ecuaciones los Γ_{ij} representan los decaimientos de cada nivel, ilustrados en la Figura 4.3, y γ_{ij} son los decaimientos para las coherencias. En particular Γ_{31} representa el decaimiento del nivel $5D$ al $5S$. Este mecanismo en la práctica se da mediante el pasaje por el nivel intermedio $6P$ que en este modelo no está siendo tomado en consideración para simplificar el tratamiento. Estrictamente, la transición del estado $5D$ al estado $5S$ no puede darse de forma directa, sin el pasaje por el nivel intermedio. Más adelante en el trabajo se agregará un cuarto nivel. Con el agregado de los términos de relajación, el sistema de ecuaciones da como resultado las siguientes *Ecuaciones Ópticas de Bloch*

$$\dot{\sigma}_{11} = -\frac{i\Omega_1}{2} (\sigma_{21} - \sigma_{12}) + \Gamma_{21}\sigma_{22} + \Gamma_{31}\sigma_{33}. \quad (4.25)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = -\frac{i\Omega_1}{2}(\sigma_{12} - \sigma_{21}) - \frac{i\Omega_2}{2}(\sigma_{32} - \sigma_{23}) - \Gamma_{21}\sigma_{22} + \Gamma_{32}\sigma_{33} \quad (4.26)$$

$$\dot{\sigma}_{33} = \frac{i\Omega_2}{2}(\sigma_{32} - \sigma_{23}) - (\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\sigma_{33} \quad (4.27)$$

$$\dot{\sigma}_{13} = -i\sigma_{13}\delta - \frac{i\Omega_1}{2}\sigma_{23} + \frac{i\Omega_2}{2}\sigma_{12} - \gamma_{13}\sigma_{13} \quad (4.28)$$

$$\dot{\sigma}_{12} = i\sigma_{12}\delta_1 - \frac{i\Omega_1}{2}(\sigma_{22} - \sigma_{11}) + \frac{i\Omega_2}{2}\sigma_{13} - \gamma_{12}\sigma_{12} \quad (4.29)$$

$$\dot{\sigma}_{23} = i\sigma_{23}\delta_2 - \frac{i\Omega_2}{2}(\sigma_{33} - \sigma_{22}) - \frac{i\Omega_1}{2}\sigma_{13} - \gamma_{23}\sigma_{23} \quad (4.30)$$

El hecho de que el sistema sea cerrado implica que la población total debe ser constante, por lo que su variación en el tiempo ha de ser nula. Se le agrega entonces al sistema anterior una nueva ecuación describiendo la conservación de las poblaciones:

$$\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 1 \quad (4.31)$$

Hasta el momento se ha trabajado el sistema de forma general. Si se considera ahora que los átomos se encuentran interactuando con un campo que se propaga en un medio como el descrito en 1.1.1, es posible hacer algunas aproximaciones que tornan más simple el tratamiento del problema. Para la construcción de coherencias atómicas es necesario que exista una fase relativa constante entre los campos. Como ya fue discutido el carácter difuso de los campos y el movimiento atómico induce una variación aleatoria de la fase relativa de los campos que impide la creación de coherencia atómica, por lo que se hace razonable despreciar las coherencias σ_{13} . De ahora en más se considerará que $\dot{\sigma}_{13} = 0$; $\sigma_{13} = 0$.

El sistema de ecuaciones resultante considera dos tipos posibles de soluciones. Si el átomo tuvo tiempo suficiente para llegar al estado estacionario, se considera la solución asintótica. Por otro lado, para tiempos cortos de interacción, se deberá estudiar la solución en el régimen transitorio.

Aún con las simplificaciones ya realizadas, el sistema de ecuaciones continúa siendo grande y de difícil manejo analítico. Se le agregará por tanto al

estudio una última simplificación referida a las coherencias. Esta simplificación es denominada *seguimiento adiabático de las coherencias*, y se basa en la hipótesis de que las coherencias de las transiciones dipolares van a evolucionar más rápido que las poblaciones del nivel excitado y el intermedio, alcanzando el estado estacionario en un tiempo mucho menor. Basándose en esta hipótesis, es posible entonces anular las derivadas de las coherencias, y operar con las expresiones algebraicas resultantes. Esta aproximación da lugar a expresiones para las diferencias de las coherencias que toman la forma:

$$\sigma_{12} - \sigma_{21} = \frac{i\Omega_1\gamma_{12}(\sigma_{11} - \sigma_{22})}{\delta_1^2 + \gamma_{12}^2} = -\frac{\mathcal{L}_1(\Omega_1, \delta_1)}{i\Omega_1}(\sigma_{11} - \sigma_{22}) \quad (4.32)$$

$$\sigma_{23} - \sigma_{32} = \frac{i\Omega_2\gamma_{23}(\sigma_{22} - \sigma_{33})}{\delta_2^2 + \gamma_{23}^2} = -\frac{\mathcal{L}_2(\Omega_2, \delta_2)}{i\Omega_2}(\sigma_{22} - \sigma_{33}) \quad (4.33)$$

$$\mathcal{L}_i = \frac{\Omega_i^2\gamma_{ij}}{\delta_i^2 + \gamma_{ij}^2} \quad (4.34)$$

en donde \mathcal{L}_i representa una lorenziana de amplitud proporcional a la intensidad de los campos Ω_i^2 .

A continuación se muestran las soluciones para el caso estacionario del sistema bajo las aproximaciones hasta ahora mencionadas. Las soluciones del estado transitorio para el sistema cerrado son presentadas en la sección 4.2.3 .

4.2.2. Soluciones estacionarias

Para estudiar el caso estacionario es necesario simplemente anular las derivadas al lado izquierdo de las ecuaciones 4.25-4.30. Se busca una expresión para la población del nivel $|3\rangle$, ya que es proporcional a la señal de fluorescencia medida. Al resolver el sistema de ecuaciones se obtiene la siguiente expresión:

$$\sigma_{33} = -\frac{3\mathcal{L}_1\mathcal{L}_2}{-3\mathcal{L}_1\mathcal{L}_2 - 2(\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\mathcal{L}_1 - 2\Gamma_{21}\mathcal{L}_2 - (\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\Gamma_{21}}$$

Si se realiza además una aproximación a bajas intensidades, es posible en el denominador despreciar los términos que incluyen $\mathcal{L}_i \propto \Omega_i^2$. Esta aproximación será analizada en detalle más adelante en este capítulo. Esto da lugar a una población σ_{33} ,

$$\sigma_{33} \approx \frac{3\mathcal{L}_1\mathcal{L}_2}{(\Gamma_{32} + \Gamma_{31})\Gamma_{21}} \propto \mathcal{L}_1\mathcal{L}_2 \quad (4.35)$$

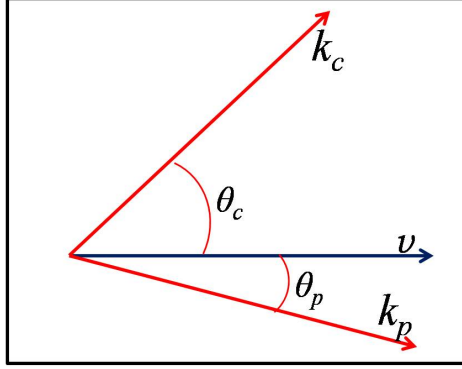


Figura 4.4: Esquema de la base utilizada para el cálculo de los espectros

En el caso estacionario, aproximaremos entonces a σ_{33} por un producto de dos Lorentzianas de la forma dada por la ecuación 4.34.

El resultado obtenido puede interpretarse como consistente con el hecho de que la población del nivel $5D$ proviene de un proceso de excitación a dos etapas (*stepwise*) donde cada etapa de excitación está representada por una lorentziana y no de un proceso coherente de excitación de dos fotones.

Calculo de las formas espectrales Una vez calculada σ_{33} , y en particular su dependencia con la frecuencia de los campos, procedemos a calcular las formas espectrales. Para ello será necesario considerar que, los átomos del vapor están en movimiento y por lo tanto experimentarán una desintonía Doppler en su interacción con los campos ópticos, y además la particularidad de que en nuestro sistema los campos son difusos. Este último aspecto será tenido en cuenta considerando una distribución isotrópica de los vectores de onda \vec{k}_i para los campos.

Por otra parte, el vector de onda del laser de *acoplamiento*, k_c , y el de *bombeo*, k_p , estarán formando ángulos θ_c y θ_p con la velocidad respectivamente (Figura 4.4). El campo de *bombeo* y de *acoplamiento* tendrán frecuencias levemente desintonizadas con respecto a la resonancia atómica ($\omega_1 + \delta_p$, $\omega_2 + \delta_c$) como se muestra en la Figura 4.3. El vector de velocidad para los átomos será descrito como $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$, y su módulo seguirá la distribución de Maxwell.

$$N(v) = \frac{4N_0}{\pi^{1/2}\sigma^3} v^2 e^{-\left(\frac{v^2}{\sigma^2}\right)} \quad (4.36)$$

Aquí N_0 es el número total de átomos y $\sigma^2 = 2k_B T/m$, con k_B la constante

de Boltzmann, T la temperatura y m la masa atómica.

Teniendo presente el efecto Doppler, las condiciones de resonancia para los dos campos se escriben de la siguiente forma:

$$k_p v \cos(\theta_p) = \delta_p \quad (4.37)$$

$$k_c v \cos(\theta_c) = \delta_c \quad (4.38)$$

Para calcular las formas espectrales calcularemos una expresión para la amplitud de fluorescencia utilizando el resultado 4.35 incluyendo el efecto Doppler para ambas direcciones de propagación de los campos, y pesando las contribuciones de cada velocidad atómica por la distribución 4.36. Recordando que los campos con los que interactúan los átomos son difusos, se deben considerar todas las posibles direcciones de los vectores de onda de los campos. Dada la simetría esférica de nuestro sistema físico, se integra sobre todas las posibles direcciones de k_c y k_p . Para esta situación se debe notar que su dirección en el espacio puede ser definido por los ángulos polares $\theta_i \in [0, \pi]$ y $\phi \in [0, 2\pi]$, siendo este último ángulo azimutal irrelevante. Asumiendo una distribución uniforme sobre el ángulo sólido del campo de *acoplamiento*, se integra en las variables angulares para obtener las contribuciones a la fluorescencia de todas las posibles direcciones:

$$A(\delta_p, \delta_c) \propto \frac{4N_0}{\pi^{1/2}\sigma^3} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\pi \sin \theta_p \sin \theta_c d\theta_p d\theta_c d\phi \int_0^{+\infty} v^2 e^{-\left(\frac{v^2}{\sigma^2}\right)} \times \\ \frac{1}{\gamma_p^2 + (\delta_p - k_p v \cos \theta_p)^2} \times \frac{1}{\gamma_c^2 + (\delta_c - k_c \cos \theta_c)^2} dv \quad (4.39)$$

Donde γ_p y γ_c representan, al igual que lo hacían γ_{ij} en 4.32 y 4.33, los anchos de las transiciones dipolares. Los resultados de resolver numéricamente la integral en 4.39 se muestran en la Figura 4.5. Allí se presentan las formas de línea para los espectros de fluorescencia barriendo el laser de *bombeo*, para diferentes valores de desintonía del laser de *acoplamiento*. Como se puede observar las curvas presentan una zona de meseta cuya extensión aumenta a medida que se incrementa la desintonía del laser de *acoplamiento*. La característica más novedosa de este sencillo modelo, es la forma inusual de los espectros, que reproduce satisfactoriamente los espectros medidos. Es necesario remarcar que

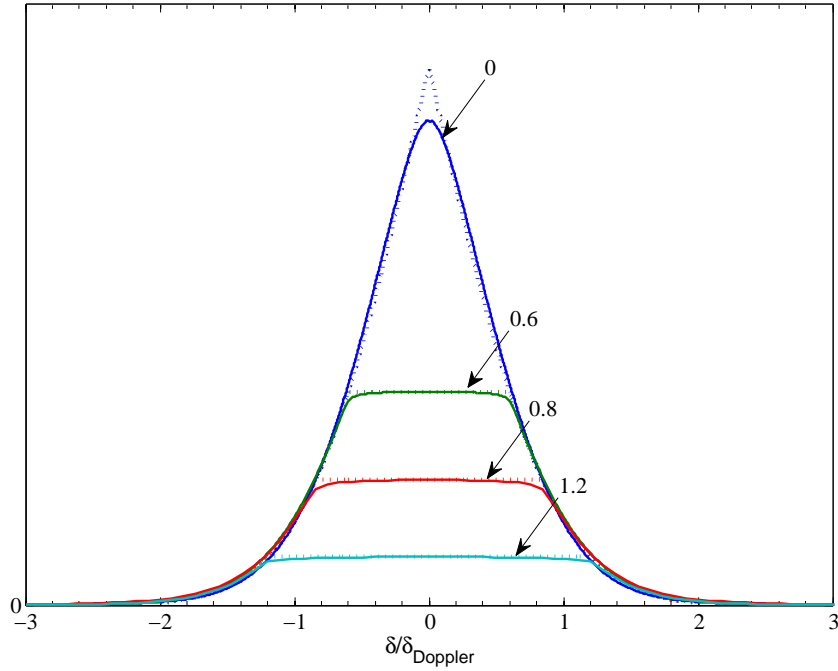


Figura 4.5: Modelo para las líneas de fluorescencia. Las curvas de trazo continuo representan el modelo que considera el ancho de las transiciones, modelando cada transición de un fotón con una curva Lorentziana. Las curvas en trazo punteado representan el modelo simplificado empleando anchos naturales nulos. En el gráfico se indican los valores de desintonía referidos al ancho Doppler ($\delta/\delta_{\text{Doppler}}$, con $\delta_{\text{Doppler}} = \sqrt{2\kappa_B T/m}/\lambda$, valor aproximado para las longitudes de onda y temperaturas de trabajo de 310MHz)

estos espectros con forma de meseta son obtenidos al incluir en el modelo el carácter difuso de los campos. Hasta ahora, ésta es la única hipótesis con la que se ha trabajado, sin considerar aún el confinamiento atómico.

La expresión descrita en 4.39 puede ser simplificada si se consideran los anchos de las transiciones ópticas, γ_p y γ_c , muy pequeños comparados con el ancho Doppler. Bajo esta condición ($\gamma_{p,c} \ll \sigma$) las Lorentzianas pueden ser aproximadas por funciones Delta, correspondiendo esta aproximación a un proceso en el cual el átomo está simultáneamente resonante con los dos campos. Realizando esta aproximación en la expresión 4.39 se obtiene:

$$A(\delta_p, \delta_c) \propto \frac{8\pi N_0}{\pi^{1/2} \sigma^3} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^{+\infty} v^2 e^{-(\frac{v^2}{\sigma^2})} \delta(\delta_p - k_p v \cos \theta_p) \times \delta(\delta_c - k_c \cos \theta_c) \sin \theta_p \sin \theta_c d\theta_p d\theta_c dv \quad (4.40)$$

Definiendo nuevas variables x_1 y x_2 para integrar las funciones delta se tiene:

$$x_1 = k_p v \cos \theta_p \longrightarrow dx_1 = -k_p v \sin \theta_p d\theta_p$$

$$x_2 = k_c v \cos \theta_c \longrightarrow dx_2 = -k_c v \sin \theta_c d\theta_c$$

Dando las condiciones (usando la aproximación válida para nuestra situación experimental $k_p \approx k_c = k$):

$$|\delta_p| < kv \quad (4.41)$$

$$|\delta_c| < kv \quad (4.42)$$

Con estas nuevas variables la integral queda:

$$A(\delta_p, \delta_c) \propto \frac{8\pi N_0}{k^2 \pi^{1/2} \sigma^3} \int_0^{+\infty} e^{-\left(\frac{v^2}{\sigma^2}\right)} \int_{kv}^{-kv} \int_{kv}^{-kv} \delta(\delta_p - x_1) \delta(\delta_c - x_2) dx_1 dx_2 dv$$

Van a existir por tanto valores mínimos para la velocidad v dados por las ecuaciones 4.41-4.42:

$$v > |\delta_p|/k$$

$$v > |\delta_c|/k$$

Como deben cumplirse ambas condiciones a la vez, los valores posibles para la velocidad v serán los comprendidos entre $\max(\delta_c, \delta_p)$ e ∞ ;

$$A(\delta_p, \delta_c) \propto \frac{8\pi N_0}{k^2 \pi^{1/2} \sigma^3} \int_{\max(\delta_c, \delta_p)}^{+\infty} e^{-\left(\frac{v^2}{\sigma^2}\right)} dv \quad (4.43)$$

La integral expresada en 4.43 tiene por solución:

$$A(\delta_p, \delta_c)_{\gamma_{p,c} \ll \sigma} \propto \frac{16N_0}{k^2 \sigma^2} \operatorname{erfc} \{ \max(|\delta_p|, |\delta_c|) \} \quad (4.44)$$

El resultado obtenido en la ecuación 4.44 fue reportado para el efecto de redistribución de frecuencia [Molisch 98], que será presentado más adelante. En la Figura 4.5 se muestran los espectros de fluorescencia calculados utilizando la expresión 4.44, para distintos valores de frecuencia de desintonías del laser de *acoplamiento* barriendo la frecuencia del laser de *bombeo*. Como era de esperarse, estos espectros presentan formas menos suaves que las curvas para el mismo modelo considerando Lorentzianas (4.5). En las curvas generadas me-

diante este modelo se define claramente la posición de los codos. Vale recordar que el modelo simple discutido en la sección 4.2 predecía esta posición ubicada en valores de frecuencia que cumplieran la igualdad $|\delta_p| = \frac{k_p}{k_c} |\delta_c|$. Como se puede observar en la Figura 4.5, la posición de los codos verifican la igualdad anterior.

Si bien el estudio del caso cerrado reproduce satisfactoriamente las formas espectrales de meseta que se miden experimentalmente, es un caso por demás simplificado. Si se quiere estudiar el efecto del confinamiento atómico sobre los espectros, es necesario estudiar el régimen transitorio del sistema. Para el caso en que el tiempo de vida medio del estado excitado sea del orden, o aún mayor, al tiempo de vuelo de los átomos dentro de los poros, es necesario considerar el régimen transitorio de la evolución de la población. En esta situación, los átomos en su mayoría no tendrán tiempo suficiente para alcanzar el estado de régimen. De esta manera, la contribución al espectro de cada átomo dependerá de la evolución transitoria de su interacción con los campos. La evolución transitoria del sistema atómico es muy dependiente del carácter abierto o cerrado del sistema. En el caso ideal de un sistema de niveles atómicos cerrado, la evolución transitoria se realiza hacia el régimen estacionario previamente calculado. Por el contrario, en el caso de un sistema abierto, donde la población puede ser bombeada fuera del sistema, la solución de régimen es nula.

En la siguiente sección se presenta el estudio detallado de la evolución transitoria tanto para el sistema cerrado como para el sistema abierto. De esta manera se introduce al estudio el efecto del confinamiento atómico.

4.2.3. Estudio del régimen transitorio

Hasta ahora el estudio de la evolución realizado fue considerando que el átomo es capaz de llegar al estado estacionario, gracias a suponer que tiene un movimiento libre en el espacio. La situación es muy distinta cuando se toma en cuenta el confinamiento atómico. En casos de confinamiento, los átomos tendrán un tiempo de interacción con los campos que estará determinado por su tiempo de vuelo entre las superficies que lo confinan. Este tiempo de interacción dependerá entonces de la restricción espacial impuesta en nuestro caso por el medio poroso, y por la velocidad del átomo. A medida que las dimensiones espaciales del confinamiento se hacen más pequeñas y a medida que se trabaja

con evoluciones atómicas más lentas, los efectos de confinamiento serán más importantes. Considerando ahora las soluciones en el régimen transitorio de las ecuaciones 4.25-4.30, correspondientes a un sistema cerrado.

Para simplificar el desarrollo de los cálculos, se suponerá que la población en el nivel intermedio $|2\rangle$ varía demasiado rápido con respecto a las poblaciones del nivel fundamental y del último nivel excitado, pudiendo despreciarse estas variaciones. Matemáticamente esto es equivalente a anular la derivada de la población $\dot{\sigma}_{22}$, pero no así la población misma (σ_{22}). Bajo esta aproximación y haciendo uso de la conservación de las poblaciones para eliminar las componentes de σ_{22} , se llega a una expresión para la variación de la población del nivel $|3\rangle$ de la forma:

$$\dot{\sigma}_{33} = \frac{\mathcal{L}_1 \mathcal{L}_2}{(2\mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \Gamma_{21})} + \left[-\frac{(3\mathcal{L}_1 + 2\mathcal{L}_2 - \Gamma_{32} + \Gamma_{21})}{(2\mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \Gamma_{21})} - (\mathcal{L}_2 + (\Gamma_{32} + \Gamma_{31})) \right] \sigma_{33} \quad (4.45)$$

Nuevamente se puede estudiar el caso de bajas intensidades, en donde se obtendría una ecuación diferencial lineal de primer orden con un término constante relacionado con el producto de las Lorentzianas. En forma general, si se escribe la ecuación como:

$$\dot{\sigma}_{33} = \frac{\mathcal{L}_1 \mathcal{L}_2}{\Gamma_{21}} + \beta \sigma_{33} \quad (4.46)$$

Con $\beta \leq 0$ proveniente de la ecuación 4.45, la solución para la población será de la forma:

$$\sigma_{33}(t) = \sigma_{33}(0) \frac{\mathcal{L}_1 \mathcal{L}_2}{\beta} (e^{\beta t} - 1) \quad (4.47)$$

Para el régimen transitorio se tiene entonces una solución proporcional al producto de las lorentzianas correspondiente a la solución estacionaria, a la cual se tiende exponencialmente a una tasa β . El parámetro β , dependiente de los parámetros Γ_{31} , Γ_{32} y Γ_{21} , determinará entonces la velocidad del proceso transitorio.

Antes de continuar con el análisis del caso cerrado en régimen transitorio se planteará la evolución de la población σ_{33} para el caso abierto, de modo de comparar luego ambas situaciones.

Hasta el momento no se ha considerado la posibilidad de que el átomo se desexcite hacia un nivel atómico fuera del sistema. De hecho, esta situación

describe mejor la situación real considerada experimentalmente. Si se toma en cuenta la estructura hiperfina del nivel fundamental entonces, debe incluirse la posibilidad de escape de la población hacia el nivel hiperfino no resonante con el laser de bombeo. Matemáticamente esta consideración se incluye agregando nuevas tasas de decaimiento desde el nivel $|3\rangle$ y el $|2\rangle$ hacia este nivel exterior. Por ejemplo, la tasa de decaimiento del último nivel ya no será la suma de las tasas de decaimiento hacia el nivel $|1\rangle$ y hacia el nivel $|2\rangle$, sino que deberá incluirse otra tasa que contemple las pérdidas de población (Γ) (ver 4.50). Además, no se podrá hacer uso de la ecuación de conservación de las poblaciones. Esto lleva a ecuaciones un poco más complejas. Presentando el nuevo sistema de ecuaciones en las variables independientes del tiempo (σ), se tiene:

$$\dot{\sigma}_{11} = -\frac{i\Omega_1}{2}(\sigma_{21} - \sigma_{12}) + \Gamma_{21}\sigma_{22} + \Gamma_{31}\sigma_{33}. \quad (4.48)$$

$$\dot{\sigma}_{22} = -\frac{i\Omega_1}{2}(\sigma_{12} - \sigma_{21}) - \frac{i\Omega_2}{2}(\sigma_{32} - \sigma_{23}) - (\Gamma_{21} + \Gamma')\sigma_{22} + \Gamma_{32}\sigma_{33} \quad (4.49)$$

$$\dot{\sigma}_{33} = \frac{i\Omega_2}{2}(\sigma_{32} - \sigma_{23}) - (\Gamma_{32} + \Gamma_{31} + \Gamma)\sigma_{33} \quad (4.50)$$

$$\dot{\sigma}_{13} = -i\sigma_{13}\delta - \frac{i\Omega_1}{2}\sigma_{23} + \frac{i\Omega_2}{2}\sigma_{12} - \gamma_{13}\sigma_{13} \quad (4.51)$$

$$\dot{\sigma}_{12} = i\sigma_{12}\delta_1 - \frac{i\Omega_1}{2}(\sigma_{22} - \sigma_{11}) + \frac{i\Omega_2}{2}\sigma_{13} - \gamma_{12}\sigma_{12} \quad (4.52)$$

$$\dot{\sigma}_{23} = i\sigma_{23}\delta_2 - \frac{i\Omega_2}{2}(\sigma_{33} - \sigma_{22}) - \frac{i\Omega_1}{2}\sigma_{13} - \gamma_{23}\sigma_{23} \quad (4.53)$$

El sistema lineal de ecuaciones diferenciales presentado en las ecuaciones 4.48-4.53 tiene como solución general:

$$\vec{\sigma}_p(t) = A_0\vec{v}_1 e^{\beta_1 t} + B_0\vec{v}_2 e^{\beta_2 t} + C_0\vec{v}_3 e^{\beta_3 t} \quad (4.54)$$

Donde se definió el vector de poblaciones $\vec{\sigma}_p = (\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33})$, siendo A_0 , B_0 y C_0 constantes que se evalúan imponiendo las condiciones iniciales del sistema $\vec{\sigma}_p(0) = (1, 0, 0)$ y \vec{v}_i representa el vector propio correspondiente al

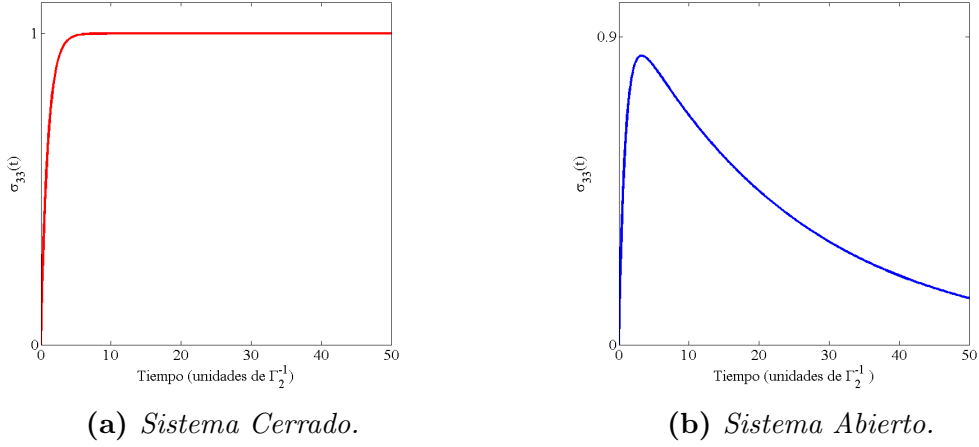


Figura 4.6: Población σ_{33} en función del tiempo para un modelo cerrado y para un modelo abierto de tres niveles (versión simplificada).

valor propio β_i .

Analizando las tasas β_i para la evolución de la población del nivel excitado σ_{33} se tienen dos tasas (β_1 y β_2) de evolución relacionadas con los inversos de los tiempos de vida de los estados excitado e intermedio. Estas dos tasas dominan la evolución a tiempos cortos. Por otra parte, una tercer tasa β_3 , que depende además de las intensidades de los campos, determina la evolución a tiempos largos. Se estudiaron numéricamente estas soluciones para valores de intensidades de los campos que van desde intensidades de saturación ($\Omega_1^2 = \Gamma_{21}^2$) hasta intensidades reducidas en un orden de magnitud. Para frecuencias de Rabi comprendidas en el rango estudiado ($\Omega_1 = 0.2\Gamma_{21}$, $\Omega_2 = 0.04\Gamma_{21}$) los valores de β_i son: $\beta_1 = -2\Gamma_{21}$, $\beta_2 = -0.3\Gamma_{21}$ y $\beta_3 = -0.005\Gamma_{21}$.

Como se anticipó, una de las tasas de evolución temporal es mucho menor a las otras dos soluciones. Por tanto, las dos raíces de mayor magnitud dominarán la evolución rápida del sistema, mientras que la evolución más lenta β_3 será la que controle la evolución del sistema a tiempos largos. En la Figura 4.6 se muestra la evolución de la población σ_{33} , donde se observa un crecimiento y posterior disminución, alcanzando un valor nulo para tiempos suficientemente largos, evidenciando el vaciamiento de población debido al carácter abierto del sistema. Para lo que sigue en este trabajo se empleará un forma simplificada de la expresión 4.54. Se considerará la población en la forma:

$$\sigma_{33}(t) = \frac{\sigma_{33}(0)}{\beta} (e^{\beta t} - 1) e^{\beta_3 t} \quad (4.55)$$

Aquí la cantidad β numéricamente tomará el mismo valor que la constante para el caso cerrado, y β_3 representa la constante lenta definida antes con el resultado del cálculo numérico.

Teniendo las expresiones para las evoluciones de la población del nivel excitado tanto para el sistema abierto como para el sistema cerrado, se puede introducir el confinamiento atómico utilizando el hecho de que el tiempo de evolución está restringido por el confinamiento. Un átomo moviéndose en el interior de un poro tendrá, de acuerdo a su velocidad, un cierto tiempo finito para interactuar con los campos antes de colisionar con una pared. Por medio de la relación $t = x/v$ en donde x representa la distancia que recorre el átomo y v su velocidad, se puede introducir explícitamente el confinamiento espacial en las expresiones para las poblaciones. Se tiene por tanto:

Sistema cerrado:

$$\sigma_{33c}(x) = \frac{\sigma_{33c}(0)}{\beta} (e^{\beta x/v} - 1) \quad (4.56)$$

Sistema abierto

$$\sigma_{33a}(x) = \frac{\sigma_{33a}(0)}{\beta} (e^{\beta x/v} - 1) e^{\beta_3 x/v} \quad (4.57)$$

Considerando un poro genérico de dimensión característica L , se debe considerar la contribución de todos los átomos en diferentes posiciones dentro de él. Cada posición se corresponde, dependiendo de la clase de velocidad v , a una historia diferente de interacción. La variable x está limitada por las distancias posibles que el átomo puede recorrer, tomando valores comprendidos entre $[0, L]$. Integrando entonces las expresiones en 4.56 y 4.57 se obtiene la dependencia con L :

Sistema cerrado

$$\Sigma_{33c}(v) = \int_0^L \sigma_{33c}(x) dx = \frac{\sigma_{33c}(0)}{\beta} v \left[\frac{1}{\beta} (e^{\frac{\beta L}{v}} - 1) - \frac{L}{v} \right] \quad (4.58)$$

Sistema abierto

$$\Sigma_{33a}(v) = \int_0^L \sigma_{33a}(x) dx = \frac{\sigma_{33a}(0)}{\beta} v \left[\frac{1}{\beta_3} (1 - e^{\frac{\beta_3 L}{v}}) + \frac{1}{\beta + \beta_3} (e^{\frac{(\beta + \beta_3)L}{v}} - 1) \right] \quad (4.59)$$

Las integrales 4.58 y 4.59 ponderan la contribución de cada velocidad de la distribución térmica en la integral 4.39 al incluirlas en las expresiones 4.47

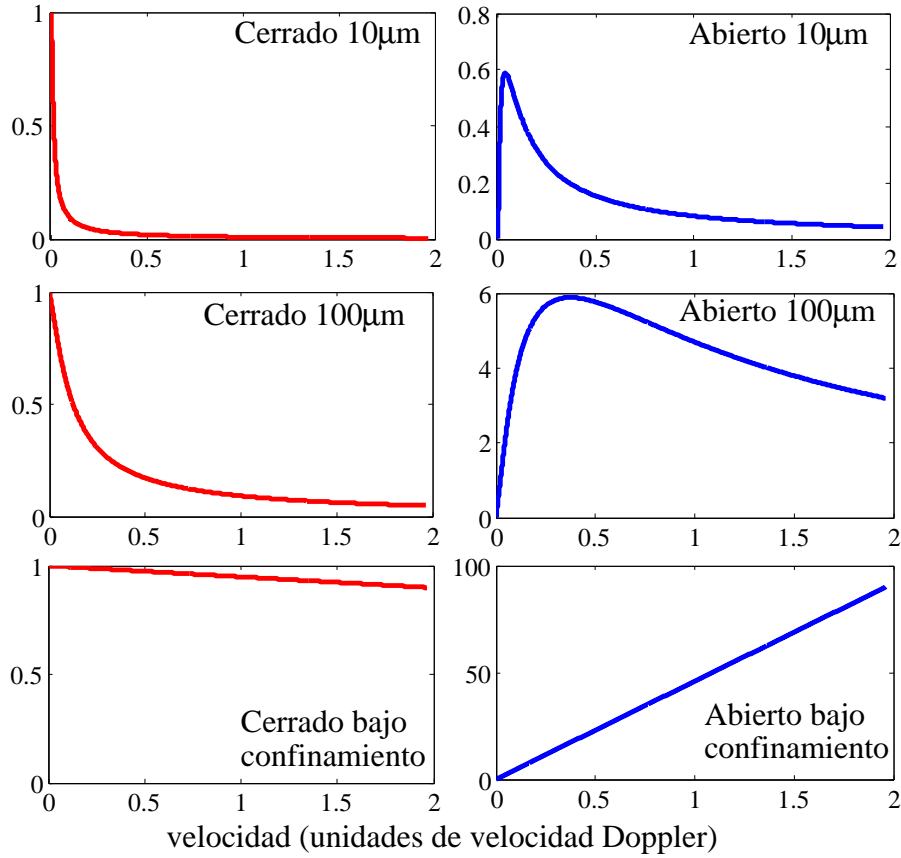


Figura 4.7: Integral de la población, $\Sigma_{33}(v)$ en función de la velocidad para el modelo cerrado y para el modelo abierto de tres niveles.

y 4.55 dependiendo si se trata de un sistema cerrado o abierto respectivamente. Se puede realizar un estudio de la variación de estas cantidades Σ_i con el confinamiento en función de la velocidad. En la Figura 4.7 se muestran gráficamente los resultados obtenidos para confinamientos con parámetro L correspondiente a valores de $10\mu m$, $100\mu m$ y sin confinamiento ($L \rightarrow \infty$). La diferencia esencial que se evidencia al comparar las gráficas de la figure 4.7 para un sistema abierto y uno cerrado está en la contribución de los átomos lentos. En el caso del sistema cerrado confinado, los átomos lentos tienen una mayor contribución relativa mientras que en el caso cerrado no confinado es equivalente a la de átomos rápidos. Sin embargo, en el caso del sistema abierto los átomos lentos tienen una menor contribución. Este efecto es consecuencia del bombeo de población fuera del sistema, que en el caso de los átomos lentos ocurre después que estos han recorrido una corta distancia luego de su salida de la superficie dieléctrica. Entonces, la contribución de los átomos lentos proviene de un reducido volumen próximo a las superficies. Para una densidad atómica homogénea, la contribución a la señal dependerá del volumen de átomos excitados, y, en el caso de un sistema abierto, este es tanto más pequeño

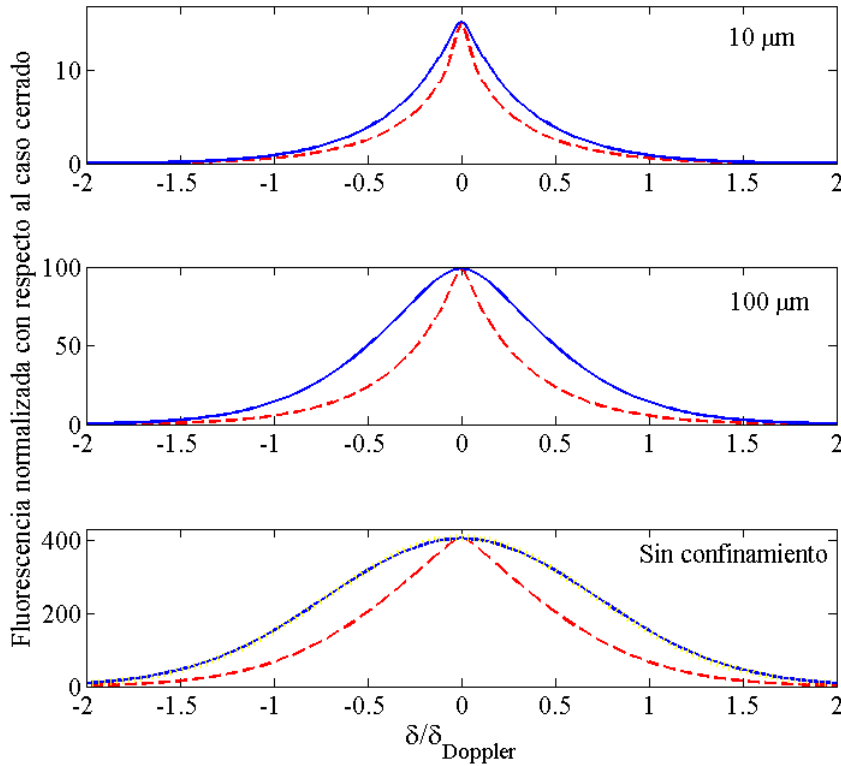


Figura 4.8: Formas de línea para diferentes confinamientos para el sistema cerrado (punteado) y el abierto (continuo). Para el sistema sin confinamiento se presenta adicionalmente una curva Doppler de referencia (curva punteada en amarillo, coincide con la curva azul para el caso abierto)

como lentos son los átomos. Esta situación contrasta con el sistema cerrado, en el cual los roles se invierten. Como en un sistema cerrado el estado de régimen incluye el estado excitado, el volumen de átomos que contribuyen a la señal queda definido a partir del punto en que son excitados luego de salir de la superficie dieléctrica y hasta que colisionan nuevamente con la otra superficie que los confina. Este volumen se maximiza en el caso de átomos lentos que son excitados próximos a la superficie de partida, mientras que los átomos rápidos recorren mayores distancias antes de ser excitados, reduciendo así su volumen de contribución.

En la Figura 4.8 se observan las formas espectrales que se obtienen al suponer un sistema cerrado o un sistema abierto. Para el sistema cerrado, los espectros son más estrechos con una particular forma triangular en resonancia, a diferencia de los espectros más anchos correspondientes a un sistema abierto.

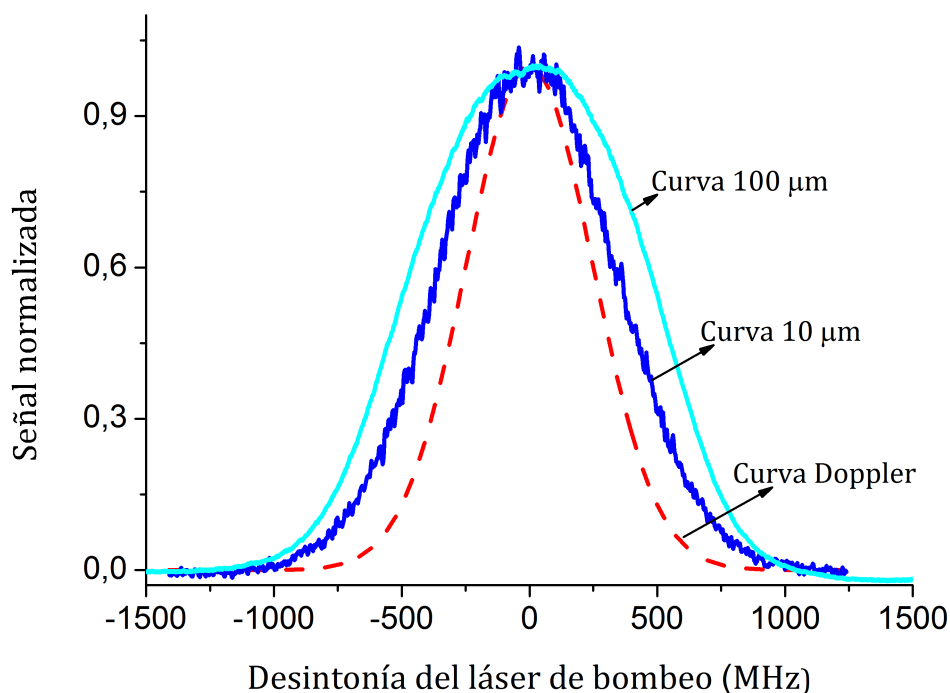


Figura 4.9: Comparación de los anchos de las curvas experimentales con una curva Doppler para la temperatura de 120°C

Esta característica está directamente vinculada con la contribución a la señal de las diferentes velocidades atómicas. Los átomos lentos, con desintonías Doppler asociadas pequeñas, tienen en general una contribución espectral estrecha.

El modelo simple presentado en 4.2.2 corresponde a un caso ideal. En ese modelo, se consideran situaciones físicas que no describen adecuadamente el experimento realizado ya que se modela un sistema cerrado que alcanza su estado de régimen. Para esta situación los espectros resultantes son estrechos y de forma triangular a la frecuencia de resonancia. Estas características no son observadas en los espectros experimentales. Al estudiar un modelo más realista que considera el régimen transitorio de evolución atómica y un sistema abierto, los espectros obtenidos son más anchos, recreando de formas más adecuada las medidas experimentales. Se debe destacar además la diferencia sustancial encontrada entre la respuesta atómica modelada para un sistema abierto y para un sistema cerrado. La contribución de las clases de velocidades más lentas para el caso cerrado define su forma estrecha y triangular. Por el contrario para el caso de un sistema abierto se encontró una inhibición en estas clases de velocidad lentas, resultando en un ensanchamiento espectral. Otra característica destacable que resulta del modelo es que los espectros obtenidos para el sistema abierto tienden a una curva Doppler al disminuir el confinamiento. De las gráficas 4.7 y de las expresiones 4.58 y 4.59 se puede ver que para el caso de bajo confinamiento ($L \rightarrow \infty$), la ponderación de las

velocidades Σ_{33} tiende a una constante para el caso cerrado y depende linealmente de la velocidad para el caso abierto. Si se introduce esta expresión en la ecuación 4.40 para calcular el espectro para el caso abierto, la ecuación 4.44 toma la forma integral de una curva Doppler de ancho $\sigma = \sqrt{k_b T / 2m}$:

$$G_{Doppler}(\delta_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} e^{-\left(\frac{\delta_i^2}{\sigma^2}\right)} \quad (4.60)$$

En la gráfica de la Figura 4.8 para el caso con bajo confinamiento, se presentan los resultados del modelo y una curva Doppler de referencia, notándose la similitud entre esta curva y el espectro para el sistema abierto. Como ya fue mencionado, debido a la estructura hiperfina del estado fundamental, el sistema atómico en estudio es estrictamente un sistema abierto. De los estudios anteriores para los casos cerrado y abierto se pueden deducir algunas formas de inducir en el sistema abierto un comportamiento similar al del sistema cerrado. En primer lugar, se puede pensar en confinar los átomos. Como se vio en los resultados de la Figura 4.7, la ponderación de la distribución térmica tiene una forma muy similar para ambos sistemas en el caso de átomos confinados. En ambas situaciones, las velocidades grandes contribuirán muy poco a la señal, siendo las velocidades pequeñas quienes más aporten. Como resultado, el confinamiento atómico se puede emplear como forma para inducir en el sistema abierto un comportamiento espectral similar al del sistema cerrado. En segundo lugar, la disminución en las intensidades de los campos tendrá una acción similar a la de confinamiento, pero por un motivo diferente. La diferencia en la evolución de la población entre el caso cerrado y el caso abierto está definida por una constante de evolución adicional para el último caso. Esta constante define la evolución para tiempos largos, siendo finalmente cero la población para el caso abierto. Por el contrario, en el caso cerrado se alcanza una situación de régimen en donde la población toma un valor constante no nulo. Esta segunda constante que vacía el sistema átomo-campo, depende de las intensidades de los haces. Para intensidades bajas, esta constante de evolución a tiempos largos disminuye, haciendo lenta la evolución. Si la evolución es suficientemente lenta existirá una gran similitud, para tiempos finitos, entre el sistema cerrado y el sistema abierto. Nuevamente este hecho lleva a tener comportamientos similares para ambos tipos de sistemas.

En la Figura 4.9 se comparan los datos experimentales para los dos tamaños de poro utilizados junto a una curva Gaussiana de ancho Doppler para

la misma temperatura de trabajo. Los espectros corresponden a medidas realizadas con el laser de acoplamiento en resonancia. Los espectros presentan un estrechamiento al disminuir el tamaño de poro, sin embargo, se observa que ambas curvas experimentales presentan un ancho mayor al ancho de la curva Doppler, en contradicción con las predicciones del modelo teórico. Para explicar este comportamiento es posible pensar en algunos mecanismos de ensanchamiento que podrían estar presentes. En primera instancia un posible mecanismo de ensanchamiento es debido a la presencia de los distintos niveles hiperfinos del nivel intermedio $5P_{3/2}$. En efecto, este nivel está en realidad compuesto por varios niveles hiperfinos de energías separadas por varias decenas de MHz . Si bien la inclusión de la estructura hiperfina resulta en un aumento del ancho total del espectro, éste no es suficiente para explicar anchos superiores al ancho Doppler, según los resultados obtenidos mediante los cálculos teóricos. Otro posible mecanismo de ensanchamiento podría ser el ensanchamiento por atrapamiento de radiación (*Photon Trapping*). Este mecanismo será considerado más adelante en la subsección 4.2.4 para explicar las formas de línea obtenidas al barrer el laser de acoplamiento. Allí se suponerá que el efecto está presente en mayor proporción en la transición correspondiente a los niveles $5S \rightarrow 5P$ siendo este efecto el responsable de la ausencia de mesetas en los espectros al barrer el laser de acoplamiento para desintonías grandes del laser de bombeo. Sin embargo, este efecto podría actuar también en la transición $5P \rightarrow 5D$, aunque en menor proporción, y actuar ensanchando los espectros obtenidos al barrer el laser de bombeo. Sería la acción de este efecto de atrapamiento de radiación la que se ve reducida al disminuir el tamaño de los poros [Villalba 13]. Esto trae como consecuencia un estrechamiento de los espectros experimentales al disminuir el tamaño de los poros. La diferencia en los anchos no correspondería entonces a una observación directa de la acción del confinamiento sobre los átomos, a través de un proceso de selección de velocidades, sino que sería la observación del efecto inhibitorio que el confinamiento tiene sobre el atrapamiento de radiación.

Discusión de la aproximación de bajas intensidades En el desarrollo expuesto en las anteriores secciones se trabajó bajo la aproximación de intensidades no saturantes. Si se hace referencia al Capítulo 3 del presente trabajo, se puede observar que las potencias a la entrada de la celda son del orden de $10mW$, y el área del haz de algunos mm^2 . Al comparar estas cantidades

con los valores de intensidades de saturación para el rubidio ($\sim 1mW/cm^2$) se observa que las cantidades experimentales superan ampliamente el umbral de saturación en el medio. Aún así, se puede considerar que dentro del medio poroso la condición de bajas intensidades no es del todo incorrecta. Como se mencionó en 3.2, la intensidad de la luz dentro del medio disminuye de forma exponencial al difundir en el medio. Para distancias de unos $3 - 4mm$ desde la zona de incidencia del haz, la intensidad es reducida en un factor estimado de 1000 [Villalba 14c]. En estas condiciones experimentales se puede pensar entonces que la aproximación de haces no saturantes para átomos que interactúan con la luz en una zona profunda en la muestra puede ser satisfactoria.

4.2.4. Espectros al barrer el laser de acoplamiento: Efecto de Redistribución de Frecuencia

Atrapamiento de Radiación y Función de Redistribución de Frecuencias

Se denomina *Atrapamiento de Radiación (Radiation Trapping, RT)* al fenómeno por el cual en un vapor atómico se dan cierto número de procesos sucesivos de absorción/re-emisión de la radiación emitida. Como la energía que emite un átomo en su decaimiento será igual a la necesaria para excitar otro átomo en su estado fundamental, éste podrá absorber el fotón emitido que al cabo de un tiempo será nuevamente re-emitido. Este proceso puede darse varias veces antes de que el fotón escape del medio atómico. La dirección del fotón cambia en cada proceso de absorción/emisión, ya que la dirección de emisión de un fotón emitido espontáneamente es isotrópica.

Si se toma en cuenta el movimiento atómico, por efecto Doppler un átomo puede absorber un fotón a una cierta frecuencia y emitirla en otra (en el referencial del laboratorio). De este modo, la frecuencia del fotón emitido tras varios procesos sucesivos de absorción re-emisión puede ser muy diferente de la frecuencia del fotón absorbido. Este efecto se denomina de *Redistribución de Frecuencia (Frequency Redistribution, FR)*. El proceso de redistribución de frecuencia puede ser considerado *Completo* o *Parcial*. En el primer proceso, se asume que la frecuencia de emisión del fotón es independiente de la frecuencia del fotón inicialmente absorbido, mientras que en el segundo caso el fotón emitido tiene al menos una memoria parcial de la frecuencia a la que fue inicialmente absorbido. Como es de esperar, el primer caso es una situación

límite ideal difícil de satisfacer. Para describir el proceso de redistribución de frecuencia se define en general la llamada *Función de Redistribución*, $R(\nu', \nu)$, que describe el proceso individual de absorción-remisión de un fotón determinado, la probabilidad de que un fotón originariamente con frecuencia ν' sea absorbido emitiéndose uno de frecuencia ν . Una productoria de funciones $R(\nu', \nu)$ describe así una sucesión de procesos que llevan a la redistribución de frecuencia de fotones emitidos y/o absorbidos.

Un hecho remarcable es que los espectros que se obtienen bajo la última aproximación de anchos pequeños expuesta al final de la sección 4.2.2 (Ver Figura 4.5) son las mismas que se esperan para la *Función de Redistribución de Frecuencia* $R(\nu', \nu)$. Este efecto, matemáticamente modelado del mismo modo que 4.40-4.44, tiene una naturaleza física diferente. Ambas situaciones físicas involucran procesos a dos fotones. En el caso de la función $R(\nu', \nu)$, se describe, tras la absorción de un fotón, la probabilidad de emitir un segundo fotón con igual probabilidad en cualquier dirección del espacio. Por otro lado, la función 4.43 describe, tras la absorción de un fotón, la probabilidad de absorber un segundo fotón que proviene con igual probabilidad de cualquier dirección. El primer proceso es muy difícil de observar ya que es muy difícil aislar un único evento de absorción-emisión de procesos con múltiples eventos. Es interesante mencionar que si bien $R(\nu', \nu)$ presenta la característica forma de meseta, un proceso involucrando dos o más eventos de absorción-reemisión tiende a una forma de campana. La medida de la función 4.43 nos ha permitido por primera vez visualizar indirectamente la función $R(\nu', \nu)$.

Inclusión del efecto de redistribución al modelo

En el modelo expuesto en la Sección 4.2.2 se observa una situación simétrica en la cual se predice las mismas formas espectrales de meseta por el barrido de cualquiera de los dos laser, manteniendo el otro a frecuencia fija. Sin embargo, los espectros experimentales, especialmente aquellas medidas a altas densidades, no muestran dicha simetría. Para comprender el origen de esta discrepancia entre los espectros medidos y los predichos por el modelo teórico, es necesario introducir un proceso físico que rompa la simetría antes mencionada entre el campo de bombeo y el de acoplamiento. El efecto de redistribución de frecuencia, que ya fue mencionado en la sección anterior, es un proceso que actúa preferentemente en la transición entre el estado fundamental y el primer

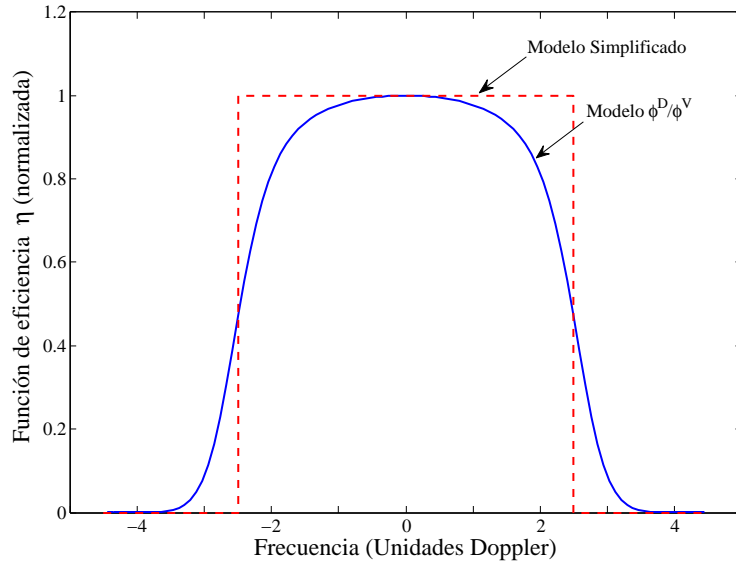


Figura 4.10: *Función de redistribución de frecuencia empleada en el modelo. Superpuesta la aproximación por una función escalón*

estado excitado ($5S \rightarrow 5P$).

En el proceso de Redistribución de Frecuencia, la información de la frecuencia inicialmente absorbida en el vapor se pierde con cierta eficiencia. Así, en un vapor atómico denso donde la redistribución de frecuencia es eficiente, la distribución de velocidades atómicas excitadas por un laser de bombeo es poco dependiente de su frecuencia. Incluso para un laser de bombeo con una frecuencia comparable o ligeramente superior al ancho Doppler habrá una población importante de átomos excitados en resonancia. Por tanto, el proceso de Redistribución de Frecuencia hará que los espectros de fluorescencia sean esencialmente insensibles a la frecuencia del haz de bombeo δ_p y con su forma igual a la correspondiente para $\delta_p = 0$.

La eficiencia del proceso de redistribución de frecuencia, $\eta(\delta)$, tiene una forma integral muy compleja, por lo que generalmente se emplean modelos simplificados. Un modelo burdo pero frecuentemente empleado para la eficiencia de la redistribución de frecuencias es el de una función que sea no nula solamente en un entorno acotado de frecuencias, en donde tendrá un valor constante (ver Figura 4.10). Llamaremos escalón a esta función. Según este modelo la eficiencia del proceso de redistribución de frecuencia total es constante dentro de un cierto rango de frecuencias del campo de bombeo. Para δ_p dentro de ese rango se bombea una población térmica, esto es con distribución

Doppler, en el nivel intermedio. Modelos más refinados corresponden a una forma similar a la función escalón, pero con transiciones suavizadas. El modelo empleado en el cálculo que se presenta a continuación puede observarse en la Figura 4.10, junto a la aproximación más simple de una función escalón. Su expresión matemática es de la forma:

$$\eta(\delta) = \frac{\Phi^D}{\Phi^V}$$

donde Φ^D representa un perfil Doppler y Φ^V la forma de línea de Voigt con la forma:

$$\Phi^V(a, \delta) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-u^2}}{a^2 + (\delta - u)^2} du \quad (4.61)$$

$a = \sqrt{\ln(2)} \frac{\Delta\nu^{natural}}{\Delta\nu^{Doppler}}$ el factor de Voigt ($\Delta\nu^{natural}$ y $\Delta\nu^{Doppler}$ anchos en frecuencia natural y Doppler respectivamente) y la frecuencia en unidades Doppler definida como $x = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu}$.

El modelo desarrollado en 4.2.3 fue modificado entonces para incluir este efecto, tomando la población del tercer nivel la forma general:

$$\sigma_{33}(x) \propto (\mathcal{L}_1 + \eta\phi^D(x))\mathcal{L}_2 e^{\beta\frac{x}{v}} \quad (4.62)$$

La ecuación 4.62 agrega entonces en el nivel intermedio una población con distribución térmica de velocidades donde la dependencia de la frecuencia del laser de bombeo δ_p solo aparece en la eficiencia $\eta(\delta_p)$. Los resultados obtenidos empleando este modelo se presentan en la Figura 4.11, para un valor de parámetro de Voigt de $a = 1/60$ y una eficiencia máxima de tan solo $\eta(\delta) = 0.75\%$. Como se puede observar los espectros son similares a los medidos experimentalmente (Ver Figura 4.1). Al analizar las mediadas experimentales a temperatura ambiente, se observa una disminución notoria del efecto debido a que el atrapamiento de radiación es menos eficiente a bajas densidades atómicas. La disminución en los anchos de las curvas, y la obtención de espectros con forma de meseta al barrer indistintamente el laser de acoplamiento o el de bombeo al trabajar a menores temperaturas de la celda, son consistentes con el modelo 4.62.

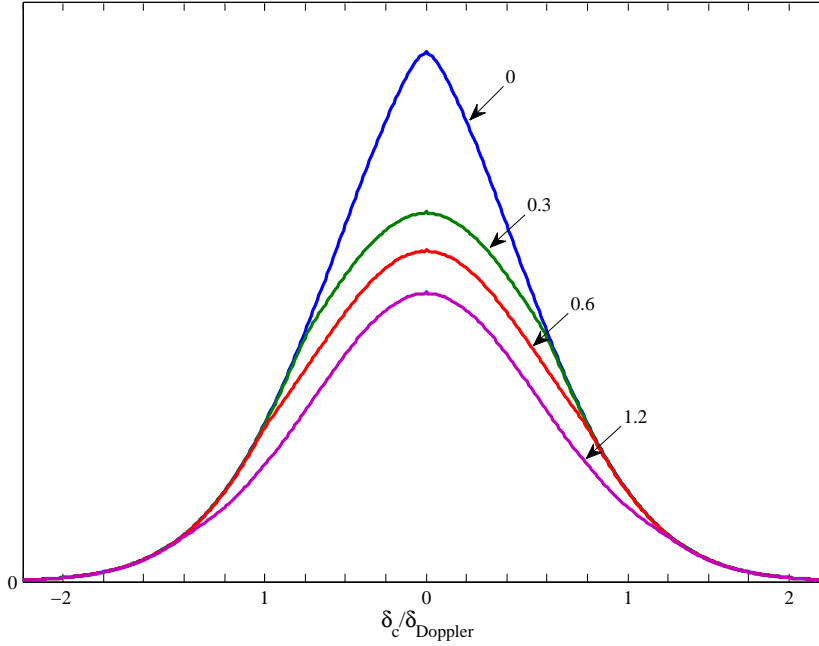


Figura 4.11: Modelo de espectros barriendo el láser 776nm incluyendo efecto de Redistribución de Frecuencia. En el gráfico se indican los valores de desintonía referidos al ancho Doppler ($\delta/\delta_{Doppler}$, con $\delta_{Doppler} = \sqrt{2\kappa_B T/m}/\lambda$, valor aproximado para las longitudes de onda y temperaturas de trabajo de 310MHz) La simulación es hecha para un factor de redistribución de $\eta = 0.75\%$.

4.3. Medidas en el dominio temporal

Como fue presentado a lo largo de las últimas dos secciones, las singulares formas espectrales son la consecuencia de la característica difusa del campo de luz que excita a los átomos. Como estos espectros son muy anchos, y debido a procesos como el atrapamiento de radiación, el efecto de confinamiento de los átomos introduce en ellos tan solo pequeñas modificaciones difíciles de observar. En busca de evidenciar el efecto de confinamiento atómico, es que se recurre a otro tipo de medidas sobre la señal de fluorescencia. Se medirá el tiempo característico de decaimiento de la fluorescencia tras la interrupción de la excitación atómica. En un gas sin confinamiento este tiempo está claramente relacionado con el tiempo de vida medio del estado excitado, mientras que para átomo confinados se espera una disminución de este tiempo debido a la desexcitación no-radiativa del átomo al colisionar con las paredes dieléctricas del medio. Estas colisiones interrumpen el proceso de des-excitación espontánea, acortando el tiempo que demora la señal atómica en ir a cero. Las medidas de decaimiento de la señal de fluorescencia se realizan tras una rápida interrupción del haz de acoplamiento. Se evitó actuar sobre el haz de bombeo porque puede

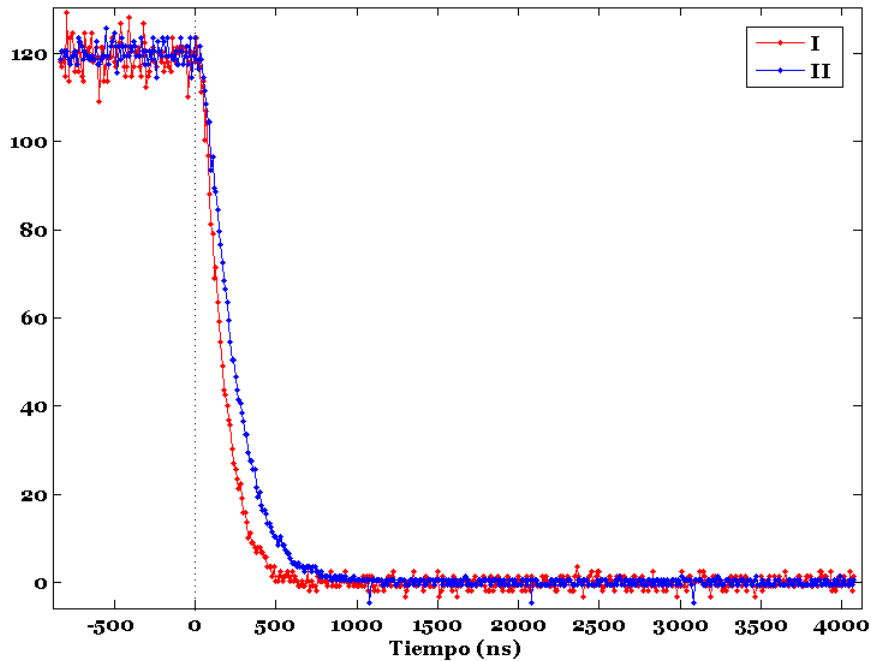


Figura 4.12: Señales de decaimiento de la fluorescencia en función del tiempo para I) Vidrio poroso de $100\mu\text{m}$ de tamaño medio de poro, II) Vapor de Rubidio sin confinar. Las dos medidas se realizan sobre la misma celda

introducir un error en la medida. En efecto, la radiación atrapada en múltiples ciclos de absorción-emisión puede continuar excitando el medio atómico por un lapso de tiempo que puede ser comparable al efecto temporal que se desea medir. Las medidas realizadas en el vapor confinado son comparadas con otras medidas de referencia sobre el vapor atómico de la misma celda pero que se encuentra fuera del medio poroso, o sea, libre de confinamiento espacial. Esta medida de referencia es importante ya que permite tomar en cuenta el efecto espúreo de las colisiones con trazas de posibles impurezas presentes en la celda. Estas colisiones también pueden tener como efecto una reducción en el tiempo de decaimiento de la fluorescencia.

Se hace por tanto dos medidas de la señal de fluorescencia en función del tiempo: una en los poros y otra estudiando la zona del vapor libre. Estas medidas se presentan en la Figura 4.12, donde se observa un tiempo más corto para la señal proveniente del medio poroso comparado con la señal medida en la misma celda pero en el vapor sin confinar.

A continuación se presenta un modelo físico para la evolución temporal de la fluorescencia producto de la desexcitación del nivel $5D$. Este modelo brinda una explicación para los tiempos de decaimiento esperados para los átomos dentro del medio poroso. Se realizará por último un ajuste de las medidas experimentales para extraer los valores de las constantes de decaimiento en los poros y en el vapor de la celda utilizada.

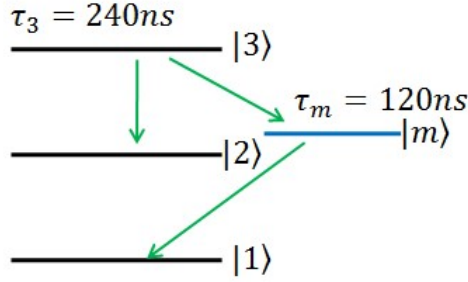


Figura 4.13: Diagrama de niveles con los tiempos relevantes para el modelo de tasas de decaimiento.

4.3.1. Modelo para el tiempo de decaimiento

Antes de analizar los datos experimentales se presentará un modelo simple en donde se describe la evolución de un nivel intermedio (llamado $|m\rangle$ en la Figura 4.13), quien recibe población del nivel superior y puede decaer al nivel fundamental. En nuestro modelo este nivel representa el nivel $6P$ del átomo de Rubidio. Para comprender el comportamiento, en función del tiempo, de la señal de fluorescencia al apagar el laser que excita al átomo es necesario estudiar la evolución del mencionado nivel $|m\rangle$. Se escribirán simples ecuaciones de tasas para describir la evolución de este nivel, junto a la del nivel excitado $|3\rangle$, ya que su dinámica se encuentra vinculada. Estas ecuaciones son:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{33} = -\gamma_3 \rho_{33} \\ \dot{\rho}_{mm} = \gamma_{3m} \rho_{33} - \gamma_m \rho_{mm} \end{cases} \quad (4.63)$$

en donde $\gamma_m = 1/\tau_m$ y $\gamma_3 = 1/\tau_3$ son los inversos del tiempo de vida medio de los estados $|m\rangle$ y $|3\rangle$ respectivamente, y γ_{3m} representa la tasa de decaimiento del nivel $|3\rangle$ al nivel $|m\rangle$ y cumplirá por tanto $\gamma_{3m} \leq \gamma_3$. De hecho $\gamma_{3m} \approx \gamma_3/2$. Resolviendo el sistema para los valores de constantes de decaimiento correspondientes, se tiene la forma general de las soluciones:

$$\rho_{33}(t) = \rho_{33}(0)e^{-\gamma_3 t} \quad (4.64)$$

$$\rho_{mm}(t) = (\rho_{mm}(0) - \rho_{33}(0))e^{-\gamma_m t} + \rho_{33}(0)e^{-\gamma_3 t} \quad (4.65)$$

Las poblaciones al inicio $\rho_{33}(0)$ y $\rho_{mm}(0)$ deben ser determinadas a partir de las soluciones estacionarias del sistema en interacción con los campos. Es

importante mencionar que estas soluciones de régimen dependen en particular de las intensidades de los campos, que no están bien determinadas.

La solución para la población del nivel $|m\rangle$, decaerá como la suma de dos exponenciales decrecientes. Cada exponencial contribuirá en regiones temporales ligeramente diferentes del proceso, debido a sus constantes de tiempo distintas ($\gamma_3 = 2\gamma_m$, $\gamma_3^{-1} = 240ns$, $\gamma_m^{-1} = 120ns$). Debido a ello, y como forma de evitar ajustar los datos experimentales con un modelo que depende de parámetros mal determinados ($\rho_{ii}(0)$), es que utilizaremos la evolución a tiempos largos aproximándola por $\rho_{mm}(t) \propto e^{-\gamma_3 t}$.

4.3.2. Ajustes y análisis de los datos experimentales

En el Cuadro 4.1 se observan los valores de tiempo de decaimiento obtenidos a partir de ajustes sobre las curvas experimentales. Los ajustes realizados (ver Figura 4.14) se corresponden con una exponencial decreciente, de donde se puede obtener la constante de decaimiento de los datos experimentales. Los ajustes fueron realizados para tiempos mayores de γ_m^{-1} descartando así el comienzo de la curva. Ajustes realizados para intervalos cuyo tiempo inicial fue progresivamente incrementado no muestran variaciones en la tasa ajustada superiores a 6%. Para tiempos largos se espera entonces que la señal tenga un comportamiento gobernado principalmente por el tiempo de vida del estado $5D$. Los valores de los ajustes, junto a sus incertidumbres y un coeficiente indicador de la bonanza del ajuste (R -square)¹ son presentados en la tabla junto a la gráfica. Los coeficientes se corresponden a una curva de ajuste de la forma $f(t) = a.e^{bt}$, por lo que el coeficiente b tendrá dimensiones de inverso de tiempo, y deberá ser negativo en nuestro caso. Invertiendo estos valores de b se obtienen los tiempos de decaimiento para cada condición. Como puede observarse de la Tabla 4.1, el valor de tiempo para la señal que proviene de átomos en el interior de la matriz porosa es menor al tiempo para la señal atómica en el vapor libre de la mencionada celda. Como ya fue mencionado, este comportamiento es consecuencia del confinamiento espacial de los átomos, que incrementa la tasa de decaimiento por la tasa de colisiones con las paredes

¹El coeficiente R -square es un indicador de qué tan bueno es el ajuste para explicar la variación de los datos experimentales. Su expresión matemática depende de tres coeficientes más: $SSE = \sum_{i=1}^n w_i (y_i - \hat{y}_i)^2$, $SSR = \sum_{i=1}^n w_i (\hat{y}_i - \bar{y})^2$ y $SST = \sum_{i=1}^n w_i (y_i - \bar{y})^2$. $R_{square} = \frac{SSR}{SST} = 1 - \frac{SSE}{SST}$ donde se cumple $SST = SSR + SSE$. El coeficiente R toma valores entre 0 y 1 como puede verse de su definición, y el ajuste será mejor cuanto más cercano a 1 se encuentre [22].

Medio	Coef. b (ns^{-1})	Incert. en b (ns^{-1})	R -square	τ (ns)
Poros	-8.308×10^{-3}	2.11×10^{-4} (2%)	0.9829	120.36 ± 10
Vapor	-5.546×10^{-3}	6.11×10^{-5} (1%)	0.9966	180.31 ± 10

Tabla 4.1: Valores para el ajuste de los datos experimentales

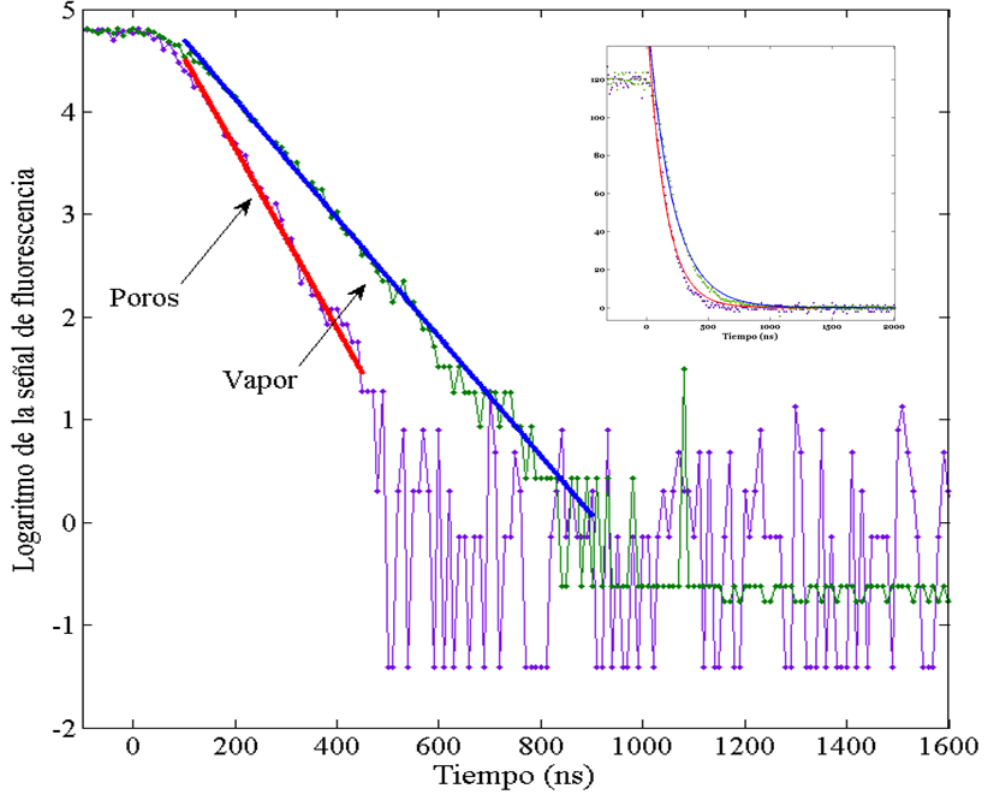


Figura 4.14: Datos experimentales y ajustes de los tiempos de decaimiento de la señal de fluorescencia

dieléctricas del vidrio poroso.

Las medidas en el dominio temporal brindaron por tanto la posibilidad de observar el efecto del confinamiento, que no había sido claramente evidenciado en las medidas espectrales. Realizando un último análisis de las medidas de decaimiento temporal se destaca que el tiempo de decaimiento de la fluorescencia para los átomos libres de confinamiento es menor al tiempo esperado para γ_3^{-1} . Esta reducción en el tiempo medido puede ser debido a la presencia de impurezas en la celda. Esta hipótesis fue respaldada por medidas realizadas utilizando el mismo montaje experimental en otra celda con alta pureza de Rb, en donde se obtuvo un tiempo característico de decaimiento próximo a τ_3 .

La hipótesis de la contaminación de las celdas porosas tiene sustento ya

que durante el proceso de fabricación es extremadamente difícil realizar una correcta limpieza del medio poroso. El contar con esta información acerca de la contaminación de las celdas permitió y permitirá mejorar el proceso de fabricación de futuras celdas. Se proyecta además implementar una prueba sistemática de control de pureza en cada celda nueva fabricada, empleando el estudio del tiempo de decaimiento de la señal de fluorescencia para el estado excitado $5D$ del Rb.

Capítulo 5

Conclusiones

Durante el desarrollo de este trabajo de tesis, se realizaron estudios de espectroscopía de dos fotones sobre átomos de Rb confinados en un medio poroso conformado por granos micrométricos de vidrio compactados. Los espectros de excitación de dos fotones infrarrojos se registraron midiendo la señal de fluorescencia azul emitida por los átomos al decaer desde el estado excitado.

Los espectros obtenidos para bajas densidades atómicas presentan forma de meseta cuando el campo fijo en frecuencia se encuentra sintonizado fuera de la resonancia atómica correspondiente, y el otro campo es barrido en frecuencia. A su vez, los espectros son simétricos respecto a la frecuencia de resonancia atómica. Estas formas espectrales son muy singulares y poco comunes en el área de la espectroscopía. Dichas formas fueron satisfactoriamente explicadas por medio de la interacción de los átomos con campos difusos. Los campos que inciden sobre los granos irregulares de vidrio de la matriz presentan una alta dispersión, generándose dentro de un poro profundo de la muestra campos difusos. El carácter difuso de los campos asegura primero que cualquier dirección del vector de onda está estadísticamente presente en el vapor atómico. Por este motivo dentro de cada poro los campos tienen estructura tipo *speckle*. El movimiento atómico dentro de los poros lleva a que los átomos interactúen con varias zonas de *speckle* experimentando así una fase del campo óptico que fluctúa de forma aleatoria. En particular, esto ocurre para la fase relativa de los campos ópticos, inhibiendo así efectos coherentes. La inexistencia de coherencia atómica es el ingrediente adicional que permite asegurar en particular la simetría y en general las formas espectrales medidas. También se buscó incorporar en los modelos teóricos el efecto de confinamiento espacial sobre los

vapores atómicos. Para ello se estudió la evolución del sistema atómico en régimen transitorio, considerando el caso de un sistema cerrado y de uno con pérdidas (abierto). El comportamiento obtenido en las predicciones teóricas es sustancialmente diferente para los dos casos. En el caso del sistema cerrado, la contribución mayor al espectro viene dado por las clases de velocidades lentas. Esto deriva en espectros estrechos y una forma espectral triangular a la frecuencia de resonancia. Por el contrario, al estudiar el comportamiento del sistema abierto se obtienen espectros más anchos y redondeados a la frecuencia de resonancia, acentuándose estas características a medida que el confinamiento se reduce. Contrariamente al caso cerrado, para el sistema abierto se observa una contribución muy inhibida de los átomos con velocidades bajas para el caso de no confinamiento. Esta no contribución de átomos lentos repercute en la forma espectral, eliminando la forma triangular que se observa para el caso cerrado. El caso del sistema abierto reproduce de forma más adecuada las formas de línea obtenidas en la experiencia. A partir de los modelos teóricos se obtienen predicciones para los anchos espectrales según el tamaño de los poros. Experimentalmente estas diferencias no fueron observadas debido al ensanchamiento espectral presente en las medidas por efecto del atrapamiento de radiación. Sin embargo, se observó experimentalmente un efecto de confinamiento a través de una modificación del atrapamiento de radiación.

Por otra parte, los espectros con forma de meseta obtenidos permiten visualizar indirectamente la función de redistribución de frecuencia $R(\nu', \nu)$ que describe un único evento de absorción-emisión en el contexto de los modelos de atrapamiento de radiación. Esta función, si bien describe un proceso físico diferente al estudiado en esta tesis, permite establecer una analogía entre ambos procesos que son descritos por el mismo modelo teórico.

Las medidas en el dominio de la frecuencia no presentan una clara manifestación del efecto de confinamiento. Por esta razón se realizaron medidas en el dominio temporal. Como el tiempo medio de vida del estado excitado supera el tiempo de vuelo de los átomos en los intersticios de algunas matrices porosas, es natural esperar un efecto del confinamiento al medir el tiempo de decaimiento de la fluorescencia. En este caso, a la tasa de desexcitación espontánea hay que agregarle la tasa de colisiones con las paredes dieléctricas. El tiempo de decaimiento de la fluorescencia proveniente de los poros fue medido sustancialmente inferior al tiempo para la señal proveniente del vapor atómico sin confinar. Estas medidas fueron cuantitativamente descriptas por

un sencillo modelo de tasas.

En lo referente a trabajos futuros, se realizarán nuevas celdas de dimensiones más pequeñas a modo de tener un medio con mayor confinamiento y estudiar su acción sobre la respuesta atómica. Se buscará generar celdas con dimensiones características de los poros comparables a las de las zonas de speckle, forzando así a un átomo situado dentro de un poro a interactuar con un campo de características espacialmente bien definidas. Por otro lado, existe un genuino interés en profundizar en los estudios espectrales realizados de forma teórica considerando un sistema atómico cerrado y uno abierto. Para ello es posible buscar una experiencia que evidencie los resultados modelados, realizando la comparación experimental de ambas situaciones y su concordancia con el modelo teórico presentado en este trabajo. Por último, se plantea la posibilidad de llevar adelante un tratamiento más refinado acerca del decaimiento atómico. Para el caso de las medidas en el dominio de la frecuencia, un estudio detallado fue realizado en este trabajo, considerando las posibles causas de las formas espectrales. En ese estudio se tomaron en cuenta los diferentes aportes que las distintas clases de velocidades tienen en la señal espectroscópica. Algo similar podría realizarse para el estudio en el dominio temporal, considerando el efecto de la restricción de algunas clases de velocidades sobre la señal de decaimiento. Además del desarrollo teórico, medidas mejorando el montaje experimental pueden ser implementadas de forma de refinar el análisis.

Referencias bibliográficas

- [Akulshin 09] Alexander M. Akulshin, Russell J. McLean, Andrei I. Sidorov & Peter Hannaford. *Coherent and collimated blue light generated by four-wave mixing in Rb vapour*. Opt. Express, vol. 17, no. 25, pages 22861–22870, Dec 2009.
- [Balabas 06] M. V. Balabas, D. Budker, J. Kitching, P. D. D. Schwindt & J. E. Stalnaker. *Magnetometry with millimeter-scale antirelaxation-coated alkali-metal vapor cells*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 23, no. 6, page 1001, 2006.
- [Baldit 09] Elisa Baldit, Stephan Briaudeau, Paul Monnier, Kamel Bencheikh & Ariel Levenson. *Light propagation in a solid doped with erbium ions: From ultraslow light to the superluminal regime*, 2009.
- [Ballin 13] Philippe Ballin, Elias Moufarej, Isabelle Maurin, Athanasios Laliotis & Daniel Bloch. *Three-dimensional confinement of vapor in nanostructures for sub-Doppler optical resolution*. Applied Physics Letters, vol. 102, no. 23, page 231115, 2013.
- [Baudouin 13] Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera, W. Guerin & R. Kaiser. *A cold-atom random laser*. Nature Physics, vol. 9, no. 6, pages 357–360, 2013.
- [Benabid 05] F Benabid, F Couny, J C Knight, T a Birks & P St J Russell. *Compact, stable and efficient all-fibre gas*

cells using hollow-core photonic crystal fibres. Nature, vol. 434, no. 7032, pages 488–491, 2005.

- [Berman 10] Paul R Berman & Vladimir S Malinovsky. Principles of laser spectroscopy and quantum optics. Princeton University Press, 2010.
- [Bjorkholm 76] JE Bjorkholm & PF Liao. *Line shape and strength of two-photon absorption in an atomic vapor with a resonant or nearly resonant intermediate state.* Physical Review A, vol. 14, no. 2, page 751, 1976.
- [Briaudeau 96] S Briaudeau, D Bloch & M Ducloy. *Detection of slow atoms in laser spectroscopy of a thin vapor film.* Europhysics Letters (EPL), vol. 35, no. 5, pages 337–342, 1996.
- [Briaudeau 99] Stephan Briaudeau, Daniel Bloch & Martial Ducloy. *Sub-Doppler spectroscopy in a thin film of resonant vapor.* Physical Review A, vol. 59, no. 5, pages 3723–3735, 1999.
- [Briaudeau 00] S. Briaudeau, S. Saltiel, J. R R Leite, M. Oria, A. Bramati, A. Weis, D. Bloch & M. Ducloy. *Recent developments in sub-Doppler spectroscopy in a thin cell.* Journal De Physique. IV : JP, vol. 10, no. 8, 2000.
- [Carvalho 15] Joao Carlos De A Carvalho, Marcos Oriá, Martine Chevrollier, Hugo L D De Souza Cavalcante & T. Passerat De Silans. *Redistribution of light frequency by multiple scattering in a resonant atomic vapor.* Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, vol. 91, no. 5, 2015.
- [Cohen-Tannoudji 92] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, Gilbert Grynberg & Patricia Thickstun. Atom-photon interactions: basic processes and applications. Wiley Online Library, 1992.

- [Du 04a] Shengwang Du, Matthew B. Squires, Yutaka Imai, Leslie Czaia, R. A. Saravanan, Victor Bright, Jakob Reichel, T. W. Hänsch & Dana Z. Anderson. *Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, vol. 70, no. 5 B, 2004.
- [Du 04b] Shengwang Du, Matthew B. Squires, Yutaka Imai, Leslie Czaia, R. A. Saravanan, Victor Bright, Jakob Reichel, T. W. Hänsch & Dana Z. Anderson. *Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, vol. 70, no. 5 B, 2004.
- [Failache 16] H. Failache, L. Amy, S. Villalba, L. Lenci, A. Laliotis & A. Lezama. *Spectroscopy of atoms confined to micrometric pores in glass*. In Optics InfoBase Conference Papers, 2016.
- [Fichet 07] M Fichet, G Dutier, A Yarovitsky, P Todorov, I Hamdi, I Maurin, S Saltiel, D Sarkisyan, M.-P Gorza, D Bloch & M Ducloy. *Exploring the van der Waals atom-surface attraction in the nanometric range*. Europhysics Letters (EPL), vol. 77, no. 5, page 54001, 2007.
- [Ghosh 06] Saikat Ghosh, Amar R. Bhagwat, C. Kyle Renshaw, Shireen Goh, Alexander L. Gaeta & Brian J. Kirby. *Low-light-level optical interactions with rubidium vapor in a photonic band-gap fiber*. Physical Review Letters, vol. 97, no. 2, 2006.
- [Hilico 98] L Hilico, R Felder, D Touahri, O Acef, A Clairon & F Biraben. *Metrological features of the rubidium two-photon standards of the BNM-LPTF and Kastler Brossel Laboratories*. The European Physical Journal-Applied Physics, vol. 4, no. 2, pages 219–225, 1998.
- [Ishimaru 97] Akira Ishimaru. *Wave propagation and scattering in random media*. IEEE. New York, 1997.

- [Kienlen 13] Marcus B. Kienlen, Noah T. Holte, Hunter A. Dassonville, Andrew M. C. Dawes, Kurt D. Iversen, Ryan M. McLaughlin & Shannon K. Mayer. *Collimated blue light generation in rubidium vapor*. American Journal of Physics, vol. 81, no. 6, pages 442–449, 2013.
- [Knappe 04] Svenja Knappe, Vishal Shah, Peter D D Schwindt, Leo Hollberg, John Kitching, Li Anne Liew & John Moreland. *A microfabricated atomic clock*. Applied Physics Letters, vol. 85, no. 9, pages 1460–1462, 2004.
- [Liu 13] Changxu Liu, Andrea Di Falco, D Molinari, Yasser Khan, Boon S Ooi, Thomas F Krauss & Andrea Fratalocchi. *Enhanced energy storage in chaotic optical resonators*. Nature Photonics, vol. 7, no. 6, pages 473–478, 2013.
- [Molisch 98] Andreas F Molisch & Bernhard P Oehry. Radiation trapping in atomic vapours. Oxford University Press, 1998.
- [Perrella 13] Christopher Perrella, Philip Stephen Light, James D Anstie, Thomas M Stace, Fetah Benabid & Andre Nicholas Luiten. *High-resolution two-photon spectroscopy of rubidium within a confined geometry*. Physical Review A, vol. 87, no. 1, page 013818, 2013.
- [Redding 13] Brandon Redding, Seng Fatt Liew, Raktim Sarma & Hui Cao. *Compact spectrometer based on a disordered photonic chip*. Nature Photonics, vol. 7, no. 9, pages 746–751, 2013.
- [Sansonettti 06] J. E. Sansonettti. *Wavelengths, transition probabilities, and energy levels for the spectra of rubidium (Rb i through Rb XXXVII)*. Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 35, no. 1, pages 301–421, 2006.
- [Sarkisyan 04] D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Yu Malakyan, A. Papoyan, A. Lezama, D. Bloch & M. Ducloy.

Spectroscopy in an extremely thin vapor cell: Comparing the cell-length dependence in fluorescence and in absorption techniques. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, vol. 69, no. 6, 2004.

- [Segev 13] Mordechai Segev, Yaron Silberberg & Demetrios N. Christodoulides. *Anderson localization of light.* Nature Photonics, vol. 7, no. 3, pages 197–204, 2013.
- [Slepkov 10] Aaron D. Slepkov, Amar R. Bhagwat, Vivek Venkataraman, Pablo Londero & Alexander L. Gaeta. *Spectroscopy of Rb atoms in hollow-core fibers.* Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, vol. 81, no. 5, 2010.
- [Svensson 08] Tomas Svensson, Mats Andersson, Lars Rippe, Jonas Johansson, Staffan Folestad & Stefan Andersson-Engels. *High sensitivity gas spectroscopy of porous, highly scattering solids.* Opt. Lett., vol. 33, no. 1, pages 80–82, Jan 2008.
- [Svensson 11] Tomas Svensson, Erik Adolfsson, Märta Lewander, Can T. Xu & Sune Svanberg. *Disordered, strongly scattering porous materials as miniature multipass gas cells.* Physical Review Letters, vol. 107, no. 14, 2011.
- [Touahri 97] D Touahri, O Acef, A Clairon, J-J Zondy, R Felder, L Hilico, B De Beauvoir, F Biraben & F Nez. *Frequency measurement of the $5S_{1/2}$ ($F=3$)- $5D_{5/2}$ ($F=5$) two-photon transition in rubidium.* Optics Communications, vol. 133, no. 1, pages 471–478, 1997.
- [Valente 04] Paulo Valente. Estudio de efectos transitorios asociados a resonancias coherentes phd tesis. PEDECIBA Física, 2004.
- [Vanier 05] J. Vanier. *Atomic clocks based on coherent population trapping: A review,* 2005.

- [Villalba 13] S. Villalba, H. Failache, A. Laliotis, L. Lenci, S. Barreiro & A. Lezama. *Rb optical resonance inside a random porous medium*. Optics Letters, vol. 38, no. 2, pages 193–195, 2013.
- [Villalba 14a] S. Villalba, H. Failache, L. Lenci & A. Lezama. *Nonlinear atomic spectroscopy inside a random porous medium*. Physical Review A, vol. 90, no. 5, page 052518, 2014.
- [Villalba 14b] S. Villalba, A. Laliotis, L. Lenci, Daniel Bloch, A. Lezama & H. Failache. *Sub-Doppler resonances in the backscattered light from random porous media infused with Rb vapor*. Physical Review A, vol. 89, no. 2, page 023422, 2014.
- [Villalba 14c] Santiago Villalba. *Espectroscopía de átomos de rubidio confinados en vidrio poroso* phd tesis. PEDECIBA Física, 2014.
- [Wiersma 13] Diederik S. Wiersma. *Disordered photonics*. Nature Photonics, vol. 7, no. 3, pages 188–196, 2013.
- [Zibrov 02] A. S. Zibrov, M. D. Lukin, L. Hollberg & M. O. Scully. *Efficient frequency up-conversion in resonant coherent media*. Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics, vol. 65, no. 5, pages 518011–518014, 2002.