



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE
MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESPECTROSCOPIA DE LA
TRANSICIÓN DE DOS FOTONES
 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ POR
DECAIMIENTO DEL ESTADO $6P$ EN
Rb ATÓMICO

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

OSCAR LÓPEZ HERNÁNDEZ

TUTOR:

DR. JOSÉ IGNACIO JIMÉNEZ MIER
Y TERÁN



México D.F.

2015



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno
López
Hernández
Oscar
Universidad Nacional Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
306738489
2. Datos del tutor
Dr.
José Ignacio
Jiménez
Mier y Terán
3. Datos del sinodal 1
Dr.
Fernando
Ramírez
Martínez
4. Datos del sinodal 2
Dr.
Daniel
Sahagún
Sánchez
5. Datos del sinodal 3
Dr.
Jesús
Flores
Mijangos
6. Datos del sinodal 4
Dr.
Jorge Amin
Seman
Harutinian
7. Datos del trabajo escrito
Espectroscopia de la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ por
decaimiento del estado $6P$ en Rb atómico
103 p
2015

Agradecimientos

A mi familia, por casi 25 años de apoyo incondicional.

A los integrantes del Laboratorio de Átomos Fríos, en especial al Dr. Jiménez, Jesús y Fernando, que me dieron la oportunidad de integrarme al equipo, me ayudaron siempre que me surgía una duda y más importante, me enseñaron todo lo que se de trabajar en el laboratorio.

A mis sinodales, por el tiempo que me prestaron para poder terminar esta tesis, que sin esa ayuda no hubiera superado los contratiempos.

Al CONACYT por el apoyo brindado por medio de los proyectos 168498-11 y 168451-11. A la DGAPA por el apoyo en los proyectos IA101012 y IN110812.

Índice general

1. Introducción	1
2. Átomo de rubidio	3
2.1. Estructura atómica	3
2.1.1. Estructura fina	4
2.1.2. Estructura hiperfina	6
2.2. Reglas de selección	7
2.3. Transiciones en rubidio	8
3. Espectroscopia	11
3.1. Ensanchamiento Doppler	12
3.2. Absorción óptica	14
3.3. Espectroscopia de saturación	16
3.4. Anclado de láseres	21
3.4.1. Espectroscopia de polarización	21
3.5. Espectroscopia de dos fotones	25
3.6. Sistema de espectroscopia del Laboratorio de Átomos Fríos	25
3.7. Láseres SX-I y SX-II	26
4. Sistema de detección	29
4.1. Tubo fotomultiplicador	29
4.1.1. Operación del PMT	31
4.2. Caracterización del filtro	32
4.3. Voltaje de operación	35
4.4. Detección de fluorescencia	35
4.5. Sistema óptico	43
4.6. Parámetros de operación	45
4.7. Análisis de ruido	45
4.8. Límites de sensibilidad	47

5. Resultados	49
5.1. Introducción	49
5.2. Barrido SX-I	51
5.2.1. Calibración del barrido SX-I	56
5.3. Barrido de SX-II	57
5.3.1. Calibración del barrido SX-II	58
5.4. Espectros	59
5.5. Cálculo de separaciones hiperfinas	69
6. Conclusiones	73
A. Transiciones atómicas	75
A.1. Interacción radiación-átomo	75
A.1.1. Aproximación dipolar eléctrica	77
A.2. Átomo de dos niveles	78
A.2.1. Aproximación de onda rotante	78
A.2.2. Oscilaciones de Rabi	80
A.2.3. Coeficientes de Einstein	82
A.3. Perfil de emisión	84
B. Entrecruzamientos	87
C. Planos para las piezas construidas	89
Bibliografía	89

Índice de figuras

1.1. Transiciones y decaimiento estudiados en el presente texto.	2
2.1. Estructura hiperfina de los niveles $5S_{1/2}$, $5P_{3/2}$ y $5D_{3/2}$ para los isótopos de rubidio 85 y 87. Los valores de la separación hiperfina del estado $5D_{3/2}$ se tomó de la referencia [23].	9
3.1. Efecto Doppler en un átomo con velocidad v_z en el eje de propagación y con un láser de frecuencia ω incidente en ambas direcciones.	12
3.2. Perfil Gaussiano que resulta de graficar la intensidad $I(\omega)$ contra la frecuencia ω	14
3.3. Muestra de átomos distribuidos en un bloque de grueso Δz a los cuales se les hace incidir un haz láser. Existen N átomos por unidad de volumen en dicha muestra.	17
3.4. Gráfica de absorción saturada. En ambos incisos la parte inferior de la figura muestra la distribución de velocidades en el nivel 1, como se puede observar dicha distribución es Gaussiana. (a) Para un haz con intensidad baja, el haz no logra alterar de manera significativa la distribución de átomos en el nivel 1. (b) Para un haz con intensidad comparable a la intensidad de saturación el láser deja un hueco en la distribución del nivel 1, excitando una porción de átomos al nivel 2 con un ancho de línea de $\frac{\Delta\omega_{\text{hueco}}}{k}$. Imagen tomada del Foot [11].	18
3.5. Diagrama de un experimento de espectroscopia de absorción saturada. La línea roja continua corresponde al haz de bombeo y la línea roja punteada al haz de prueba.	19
3.6. (a) Gráfica de la señal del haz de prueba, con y sin haz de bombeo. (b) Absorción saturada para diferentes frecuencias del láser. A la izquierda, se tiene con una frecuencia de láser debajo de la frecuencia de resonancia. Al centro, es para cuando el láser está justo en la resonancia. A la derecha, el láser tiene una frecuencia mayor a la frecuencia de resonancia. Imagen tomada del Foot [11].	20

3.7. Curva de dispersión obtenida a partir de derivar la curva Lorentziana. La curva Lorentziana de la cual se derivó se sobrepone (no a escala) en línea punteada. Nótese cómo el pico de la Lorentziana corresponde al cruce por cero de la curva de dispersión.	22
3.8. Transiciones producidas por un haz polarizado circularmente a la derecha, en resonancia con la transición $F = 1 \rightarrow F = 2$	22
3.9. Diagrama de un experimento de espectroscopia de absorción saturada con polarización. La línea roja continua corresponde al haz de bombeo y la línea roja punteada al haz de prueba.	23
3.10. Obtención de una curva de dispersión a través de la resta de dos señales. En negro y punteado se muestran dos Lorentzianas desfasadas. En rojo se muestra la suma de las dos Lorentzianas. En azul se muestra la resta de las dos Lorentzianas, que viene siendo la curva de dispersión. Nótese como el máximo de la curva roja corresponde al cruce por cero de la curva de dispersión.	24
3.11. Señal obtenida en un experimento de espectroscopia de polarización en átomos de rubidio en la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, para rubidio 85 y 87. El experimento se realizó con la espectroscopia de polarización del Laboratorio de Átomos Fríos del ICN. La línea roja marca el cruce por cero de la curva de dispersión. La línea azul marca la correspondencia entre los picos del espectro de absorción y los cruces por cero de la curva de dispersión.	24
3.12. Diagrama del arreglo experimental utilizado en el Laboratorio de Átomos Fríos para la espectroscopia de polarización en rubidio. DH denota divisores de haz (portaobjetos), E denota espejos, PBS cubo polarizador, $\lambda/2$ placa retardadora de media onda, $\lambda/4$ placa retardadora de cuarto de onda y FD los fotodiodos.	26
4.1. Gráfica de la longitud de onda contra la respuesta del cátodo en el PMT 1P28.	30
4.2. A) Diagrama de la caja metálica dentro de la cual está colocado el fotocátodo. B) Fotografía de dicha caja. C) Fotografía del fototubo que se encuentra dentro de la caja metálica.	30
4.3. A) Fotómetro Pacific Precision Instruments modelo 110. La fuente de alto voltaje de este aparato fue la que se utilizó en el experimento. B) Amplificador de corriente Keithley 428-PROG.	31
4.4. Definición del tiempo de subida.	32

4.5. Diagrama del arreglo experimental utilizado para la caracterización del filtro. Una fuente de alto voltaje suministra al PMT, la corriente de salida del PMT llega a un Amplificador que a su vez lleva la señal al HUB. El H=UB sincroniza los tiempos de barrido del SPECTRA-Pro con la señal del PMT y manda dicha información a la computadora para mostrar el espectro del LED.	33
4.6. Diagrama de la montura que se construyó para adaptar el PMT al Spectra-PRO y sostener el filtro frente al cátodo. A la derecha se observa la salida a la cual se unió el PMT.	34
4.7. En negro: espectro de emisión de la fuente de LED blanco tomada por el PMT 1P28 sin filtro. En violeta: espectro de emisión del mismo LED blanco cuando se añade el filtro.	36
4.8. Sección del espectro obtenido por el PMT 1P28 una vez que se coloca el filtro. En toda la región que no se muestra la señal era cero. La curva negra es la señal directa del PMT y la roja es la curva que se ajustó.	36
4.9. En negro, curva de la señal contra el voltaje suministrado al PMT. En rojo se observa la curva de la razón de la señal a ruido a diferentes valores de voltaje suministrado. En azul se marca el ruido en función del voltaje de entrada. Se marca la zona dentro de la cual se encuentra la meseta que determina los voltajes óptimos de operación. Las curvas no están a escala en el eje Y.	37
4.10. Diagrama de la generación y detección de la fluorescencia de 420 nm. Es importante notar que la fluorescencia se genera en el traslape de los láseres dentro de la celda y que emite en todas direcciones. La lente lo que hace es aumentar el ángulo sólido para así llevar una mayor cantidad de fluorescencia al cátodo.	38
4.11. Dibujo de la pieza M1 utilizada para la montura del PMT.	39
4.12. Dibujo de la pieza M2 utilizada para la montura del PMT. Se señalan los dos tubos que la conforman, el tubo SM1L20 y el SM1V05.	40
4.13. Dibujo de la pieza M3 utilizada para la montura del PMT.	41
4.14. Fotografía de las piezas con las cuales se construyó la montura M3. Se observa el recubrimiento interior de hule espuma que se utilizó para proteger la celda y fijarla dentro de la montura M3.	41
4.15. Fotografía de la montura M3 ya terminada. La montura ya está pintada de negro mate, forrada por una capa de metal μ y con el poste colocado para fijarla a la mesa óptica. En el agujero frontal se observa que ya está pegado el tubo SM1V05 con plastilina epóxica.	42

4.16. Dibujo (izquierda) y fotografía (derecha) del dispositivo de detección y generación de fluorescencia ya ensamblado. Se señala cada una de las piezas que lo conforman.	42
4.17. Diagrama del sistema óptico utilizado dentro del sistema de detección. La figura está a escala para apreciar como llegan los haces marginales al cátodo del PMT.	44
4.18. Gráfica de las fuentes de ruido tomadas por el PMT. En negro se muestra la señal del ruido de la luz de cuarto, en rojo el ruido de solamente el láser 780 y en azul el ruido de la fluorescencia cuando se tienen los dos láseres operando cerca de sintonía.	46
4.19. Señales de fluorescencia para diferentes valores de potencia en el láser SX-I marcados en diferentes colores.	48
5.1. Diagrama del dispositivo experimental empleado que incluye el sistema de anclado del láser SX-I, así como la generación de la fluorescencia en el brazo del láser SX-II. “E” denota un espejo, “DH” un divisor de haz, “ $\lambda/2$ ” un retardador de media longitud de onda y “ $\lambda/4$ ” un retardador de un cuarto de onda.	51
5.2. Curvas que se pueden generar con la señal de primer par de fotodiodos . Arriba, pozo Doppler de la componente de polarización vertical del haz de prueba. En medio, pozo Doppler de la componente de polarización horizontal del haz de prueba. Abajo, resta de ambos pozos que da como resultado la curva de dispersión. Las líneas azules marcan los lugares donde se encuentran las transiciones atómicas. Nótese que se observan dos pozos, el de la izquierda correspondiente a rubidio 85 y el de la derecha a 87.	52
5.3. Pozos Doppler de rubidio 85 $F = 3 \rightarrow F'$ proveniente del segundo par de fotodiodos. La curva de arriba corresponde a la señal de polarización horizontal y la de abajo a la vertical. Se señala a qué transiciones corresponden los picos que aparecen. Más adelante se explica el origen de estos picos.	53
5.4. Señal de fluorescencia proveniente del PMT. Nótese que el ruido es menor que en la figura 5.3 y se alcanzan a apreciar dos picos más que en la imagen anterior aunque correspondan a la misma transición. . .	54
5.5. Señal de la rampa de voltaje suministrada al PZT del láser SX-I. Dentro de las líneas punteadas se señala el segmento efectivo de la rampa que se toma para el barrido de los espectros. Se despliega la ecuación de la recta correspondiente a dicho segmento.	54

5.6. A) SX-I corrido al rojo y SX-II corrido al azul. B) SX-I corrido al azul y SX-II corrido al rojo. Nótese que en ambos casos la suma total de frecuencias es la misma.	56
5.7. Ejemplo de una curva de dispersión tiempo contra voltaje, obtenida de la espectroscopía de polarización utilizada en el experimento para ^{85}Rb . Se señalan donde están las transiciones que se utilizan como referencia de frecuencia.	57
5.8. Ajuste lineal para la transición $3 \rightarrow 4$ de la curva de dispersión en espectroscopia de polarización en rubidio 85. La región amarilla marca la región de ajuste lineal de la curva de dispersión.	58
5.9. Ajuste lineal para el entrecruzamiento $3 \rightarrow (3,4)$ de la curva de dispersión en espectroscopia de polarización en rubidio 85. La región amarilla marca la región de ajuste lineal de la curva de dispersión.	59
5.10. Espectro de polarización de ^{87}Rb para $F=2$. Arriba, curva de dispersión de dichas transiciones. En medio y bajo, pozos Doppler para la polarización vertical y horizontal respectivamente. Se señalan donde se encuentran las transiciones y entrecruzamientos.	60
5.11. Diagramas de las transiciones hiperfinas bajo el esquema del láser SX-I anclado en $F = 3$ para ^{85}Rb y en $F = 2$ para ^{87}Rb , niveles hiperfinos a los que se referirá como “F grande”.	61
5.12. Superposición de tres pozos (verde, azul y rojo) con picos de la estructura hiperfina del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 85, en diferentes posiciones del pozo. Arriba de cada pico aparece el valor de voltaje asociado a esa posición de frecuencia. El factor de conversión en este caso es de (1031.792 ± 160.991) MHz/V. Los picos adicionales en la mitad derecha del pozo son los entrecruzamientos que aparecen debido a la retroreflexión del 780 dentro de la celda.	61
5.13. Gráfica de la fluorescencia del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 85. El láser SX-I está anclado a la transición 3 a 4.	63
5.14. Gráfica de la fluorescencia del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 87. El láser SX-I está anclado a la transición 2 a 3.	63
5.15. Gráfica de la fluorescencia del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 85. Con el láser SX-I anclado al entrecruzamiento (3,4).	65
5.16. Gráfica de la fluorescencia del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 87. Con el láser SX-I anclado al entrecruzamiento (2,3). Nótese como la señal del pico menor aumenta en relación a la observada en la figura 5.14.	65
5.17. Gráfica de las señales del fluorescencia, dispersión y pozo Doppler para ^{85}Rb partiendo de $F=3$ en el estado base. El láser SX-II está sintonizado al rojo y el SX-I al azul.	66

5.18. Gráfica de las señales del fluorescencia, dispersión y pozo Doppler para ^{85}Rb partiendo de $F=3$ en el estado base. El láser SX-I está sintonizado cerca de la transición $3 \rightarrow 4$, en el centro del pozo Doppler.	67
5.19. Gráfica de las señales del fluorescencia, dispersión y pozo Doppler para ^{85}Rb partiendo de $F=3$ en el estado base. El láser de SX-II esta sintonizado al azul y el SX-I al rojo.	68
5.20. Arriba, señal de fluorescencia para el SX-II corrido al rojo y el SX-I corrido al azul. Centro, SX-I y SX-II sintonizados alrededor de la transición $3 \rightarrow 4$ de $5P_{3/2}$. Abajo, señal de fluorescencia para el SX-II corrido al azul y el SX-I corrido al rojo. Las curvas moradas son el ajuste que se hizo con loretzianas. Se sintonizó en el pozo de ^{85}Rb	70
A.1. Gráfica de la probabilidad de transición $ c(t) ^2$ contra la desintonía $\Delta\omega$. 80	
A.2. Gráfica de la función Lorentziana descrita con la ecuación A.63.	85
B.1. Átomo de tres niveles, donde los niveles 2 y 3 comparten el estado base 1.	87
B.2. Formación de entrecruzamientos. El entrecruzamiento ocurre en el pico central de la gráfica, a la mitad de dos picos de absorción saturada correspondientes a las transiciones $1 \rightarrow 2$ y $1 \rightarrow 3$. En el entrecruzamiento el hueco hecho por el haz de bombeo en la transición $1 \rightarrow 2$ reduce la absorción del haz de prueba en la transición $1 \rightarrow 3$ y viceversa. Imagen tomada del Foot [11].	88
C.1. Plano para la construcción de la pieza A de la montura E utilizada para montar el PMT en el espectrómetro. Las unidades están en pulgadas.	90
C.2. Plano para la construcción de la pieza B de la montura E utilizada para montar el PMT en el espectrómetro. Las unidades están en pulgadas.	91
C.3. Plano para la construcción de la pieza M1a utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en pulgadas.	92
C.4. Plano para la construcción de la pieza M1b utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en pulgadas.	93
C.5. Dibujo de la pieza SM1L20 utilizada para la montura del PMT.	94
C.6. Dibujo de la pieza SM1V05 utilizada para la montura del PMT.	95
C.7. Plano para la construcción de la pieza M3a utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en mm.	96
C.8. Plano para la construcción de la pieza M3b utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en mm.	97

C.9. Plano para la construcción de la pieza M3c utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en mm.	98
C.10. Diagrama de la lente LB1761-A utilizada en el sistema óptico de la detección de fluorescencia.	99

Índice de tablas

2.1. Isotopos de rubidio, ^{85}Rb y ^{87}Rb	3
2.2. Estructura de los primeros 6 niveles del rubidio y el desdoblamiento fino de éstos [30].	8
4.1. Opciones de filtro de tiempo de subida que se muestran en el display del amplificador.	32
5.1. Frecuencia de las transiciones hiperfinas entre el estado base $5S_{1/2}$ y el estado $5P_{3/2}$ en rubidio 85 y 87 [16]. Los valores de las frecuencias están tomadas a partir del centro de gravedad [9] [10].	57
5.2. Intensidades relativas de los picos de fluorescencia del nivel $5D_{3/2}$ para el anclado de SX-I en la transición y entrecruzamiento en ^{85}Rb y ^{87}Rb . La columna de F' denota cada uno de los valores de momento angular total del nivel $5D_{3/2}$ asociado a los picos de fluorescencia.	64
5.3. Separación hiperfina del nivel $5D_{3/2}$ para ^{85}Rb y ^{87}Rb . Los valores del momento angular total atómico F se denotan con i para el estado inferior y f para el estado superior.	71
5.4. Valores de las constante A y B del nivel $5D_{3/2}$ en ^{85}Rb y ^{87}Rb obtenidos en este trabajo y comparados con los que se hallan en la literatura. En la primera fila se encuentran los resultados del presente trabajo. En la segunda fila se encuentran los reportados en el artículo de Arimondo <i>et al.</i> [8]. En la última fila se encuentran los reportados por Nez <i>et al.</i> [23].	72

Capítulo 1

Introducción

En la actualidad el Laboratorio de Átomos Fríos del Instituto de Ciencias Nucleares de la UNAM cuenta con una trampa magneto-óptica que permite enfriar y atrapar átomos con la finalidad de hacer espectroscopia libre de ensanchamiento Doppler. Adicionalmente, para poder llevar a cabo dichos experimentos se cuenta con un sistema que realiza espectroscopía de polarización libre de Doppler en un celda de vapor de rubidio 85 y 87, a temperatura ambiente, por medio de láseres contrapropagantes.

En el presente trabajo se investiga la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ y además de observar su espectro de absorción, se detecta la fluorescencia resultado del decaimiento de los niveles alcanzados por la transición de dos fotones. La excitación de dos fotones en átomos de rubidio en una celda de vapor se produce por radiación láser bicromática, cuyas componentes a 780 y 776 nm están cercanas a la resonancia de las transiciones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ y $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$, respectivamente.

Después de la excitación hasta el nivel $5D_{3/2}$, 65% [1] de los átomos de rubidio decaen espontáneamente de regreso al nivel $5P_{3/2}$ mientras que los átomos restantes decaen espontáneamente al nivel $6P$ y luego al estado base, emitiendo luz de 420 nm [2]. Usar haces contrapropagantes resulta en una señal libre de ensanchamiento Doppler. Si el estado intermedio $5P_{3/2}$ es acoplado por ambos láseres, una buena señal a ruido se puede obtener con vapor de rubidio a temperatura ambiente. Este esquema se ha utilizado para realizar imágenes de una nube de átomos ultra-fríos por medio de la observación de la fluorescencia de 420 nm [3].

Además en este trabajo se detalla el diseño construcción y puesta en operación del sistema de detección que permite estudiar la fluorescencia de 420 nm. Con ayuda de este sistema de detección es posible realizar mediciones de la estructura del estado $5D_{3/2}$. Mediciones tales como las constantes de acoplamiento hiperfino A y B, así como la separación de sus niveles hiperfinos.

Las transiciones mencionadas anteriormente son dipolares eléctricas y generalmente son las dominantes en un átomo. Sin embargo también existen transiciones

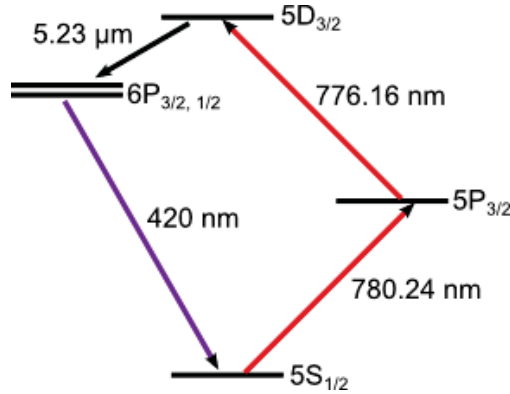


Figura 1.1: Transiciones y decaimiento estudiados en el presente texto.

cuadrupolares las cuales son mucho menos probables que las dipolares eléctricas. Una de las transiciones cuadrupolares es la transición $5P_{3/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, que al decaer emite en 420 nm. Por medio de la emisión de fluorescencia de 420 nm es posible detectar la presencia de la transición cuadrupolar al momento de decaer el estado $6P_{3/2}$ al estado base. En este trabajo no se miden estas transiciones cuadrupolares pero el sistema de detección desarrollado en este trabajo sirvió como base para la detección de estas transiciones en el Laboratorio de Átomos Fríos [4].

Detectar la fluorescencia de 420 nm tiene la utilidad de indicar que ya se alcanzó el nivel $5D$. A partir de dicho nivel se puede utilizar un tercer láser de 1260 nm para excitar a los átomos a un nivel de Rydberg [5] y [6].

Este trabajo se encuentra estructurado de la siguiente manera. Los primeros tres capítulos tratan sobre la teoría y experimento en los cuales se basa este trabajo. El capítulo 2 presenta el origen de los niveles, estructura fina e hiperfina del átomo de rubidio a partir de un análisis del Hamiltoniano atómico. El capítulo 3 da una introducción a la teoría de los métodos experimentales utilizados para obtener espectros atómicos, esto es, espectroscopias de saturación, polarización y dos fotones. Además incluye una descripción de los láseres utilizados y su arreglo experimental. Adicionalmente en el apéndice A se encuentra información acerca del tipo de interacciones que se llevan a cabo entre los átomos de rubidio y los láseres del laboratorio.

Por otro lado, los capítulos 4 y 5 presentan el trabajo realizado para poner en operación el sistema experimental propuesto, así como los resultados obtenidos con éste. El capítulo 4 muestra a detalle la construcción del sistema de detección de fluorescencia y las diversas pruebas que se llevaron a cabo para asegurar su correcto funcionamiento. Por último el capítulo 5 presenta los resultados obtenidos con el sistema de detección, los espectros de absorción y fluorescencia. Además se realiza el análisis para calcular las separaciones hiperfinas del nivel $5D_{3/2}$ y las constantes hiperfinas A y B para ambos isótopos de rubidio.

Capítulo 2

Átomo de rubidio

2.1. Estructura atómica

Los experimentos del presente trabajo se llevaron a cabo utilizando átomos de rubidio. El rubidio es un elemento alcalino con número atómico $Z = 37$. En la naturaleza se encuentra como una mezcla de dos isótopos, rubidio 85 y 87, con las características que se muestran en la tabla 2.1.

Su configuración electrónica es:

$$(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(4s)^2(3p)^6(3d)^{10}(4p)^6(5s)^1 \quad (2.1)$$

Los átomos alcalinos se pueden considerar como un electrón orbitando un núcleo con carga neta de $+1e$, ya que sus $N - 1$ electrones de capa llena apantallan al núcleo atómico. En rubidio el único electrón de capa abierta es el que se encuentra en $5s$

El momento angular del átomo está determinado por el valor de momento angular orbital \vec{L} y espín \vec{S} del estado del electrón de valencia. Al acoplar \vec{S} y \vec{L} se da origen al momento angular total electrónico $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$. Como ya se mencionó en la tabla 2.1, el núcleo de rubidio tiene un espín nuclear I asociado que interactúa con \vec{J} , dando lugar al momento angular total $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$. Cada uno de estos acoplamientos modificará las energías del átomo. Es por esto que para un átomo hidrogenoide el Hamiltoniano se puede separar de la siguiente manera:

	^{85}Rb	^{87}Rb
Abundancia	72.17 %	27.83 %
Peso atómico	84.911794 uma	86.909187 uma
Espín atómico (I)	5/2	3/2

Tabla 2.1: Isótopos de rubidio, ^{85}Rb y ^{87}Rb .

$$H = H_0 + H_{LS} + H_F. \quad (2.2)$$

H_0 es la energía cinética y potencial del electrón de valencia interaccionando con el núcleo.

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \frac{Z_{ef}e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.3)$$

Donde Z_{ef} es la carga efectiva del núcleo. La solución de este Hamiltoniano es idéntica a la del átomo de hidrógeno, de modo que da lugar a los número cuánticos n y ℓ .

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots \\ \ell &= 1, 2, 3, \dots, n-1 \end{aligned} \quad (2.4)$$

En átomos alcalinos la expresión de las energías e_n para el átomo de hidrógeno se ven modificadas por el número δ_ℓ que se conoce como el defecto cuántico [11]. No se ahondará mas en este tema, únicamente se mencionará que las energías para los átomos alcalinos están dadas por:

$$E_{n,\ell} = -hc \frac{R_\infty}{(n - \delta_\ell)^2}, \quad (2.5)$$

donde la constante de Rydberg es $R_\infty = \frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^3 c} \simeq 1.1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$

2.1.1. Estructura fina

El término H_{LS} ¹ es la energía de interacción que se origina del acoplamiento LS y se conoce como acoplamiento espín-órbita. El electrón que se mueve en un campo eléctrico tiene un campo magnético efectivo dado por:

$$\vec{B} = -\frac{1}{2}\vec{v} \times \vec{E} = \frac{\hbar}{m_e c^2} \left(\frac{1}{er} \frac{\partial V}{\partial r} \right) \vec{\ell}, \quad (2.6)$$

y el momento magnético intrínseco del electrón esta dado por:

$$\vec{\mu} = -g_s \mu_B \vec{s}. \quad (2.7)$$

Si además de esto se considera la corrección relativista de Thomas [11], entonces la interacción espín-órbita para un electrón esta dada por:

¹En realidad la estructura fina es más compleja y tiene dos términos adicionales, el término cinético relativista $H_K = -\frac{p^4}{8m^3 c^2}$ y el término de Darwin $H_D = \frac{2n}{m_e c^2} E_n^2$. Cómo estos términos no modifican la estructura fina, solo desplazan las energías, entonces no se considerarán en esta discusión.

$$H_{\ell s} = (g_s - 1) \frac{\hbar^2}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \vec{s} \cdot \vec{\ell}. \quad (2.8)$$

Generalizando, la expresión para el Hamiltoniano de la interacción espín-órbita con momento angular orbital total \vec{L} y espín total \vec{S} se escribe como:

$$H_{LS} = \xi(r) \vec{S} \cdot \vec{L}. \quad (2.9)$$

Donde $\xi(r)$ es análoga a los términos dependientes de r que se observan en la ecuación 2.8. Para acoplamiento LS el momento angular total se escribe como $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$. Donde $|L - S| \leq J \leq |L + S|$. Elevando esta expresión al cuadrado,

$$\vec{J}^2 = (\vec{L} + \vec{S})^2 = \vec{L}^2 + \vec{S}^2 + 2\vec{S} \cdot \vec{L}. \quad (2.10)$$

Despejando,

$$\vec{S} \cdot \vec{L} = \frac{1}{2}(\vec{J}^2 - \vec{L}^2 - \vec{S}^2). \quad (2.11)$$

De acuerdo a la teoría de momento angular [14] \vec{J} es un momento angular y cumple con las mismas propiedades que \vec{L} y \vec{S} . Entonces, en la base $\{n, L, S, J, M_J\}$ los eigenvalores de estos operadores al cuadrado serán:

$$\begin{aligned} \vec{J}^2 \psi &= \hbar^2 J(J+1) \psi, \\ \vec{L}^2 \psi &= \hbar^2 L(L+1) \psi, \\ \vec{S}^2 \psi &= \hbar^2 S(S+1) \psi. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Sacando el valor esperado,

$$\langle \vec{S} \cdot \vec{L} \rangle = \frac{\hbar^2}{2} (J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)). \quad (2.13)$$

De modo que la energía de acoplamiento espín-órbita esta dada por:

$$E_{LS} = \beta_{LS} \langle \vec{S} \cdot \vec{L} \rangle. \quad (2.14)$$

Donde el factor β_{LS} surge del termino radial $\xi(r)$. En el caso de los alcalinos sólo un electrón está orbitando, así que $L = \ell$, $S = s$ y $J = j$. Como un electrón sólo puede tener dos valores de espín $s = \pm 1/2$, entonces los valores del momento angular total serán $j = \ell \pm 1/2$. con esto, la diferencia de energías entre $j = \ell + 1/2$ y $j' = \ell - 1/2$ es igual a:

$$\Delta E_{LS} = \beta_{LS} \left(\ell + \frac{1}{2} \right). \quad (2.15)$$

Para átomos alcalinos se puede aproximar el valor de β con:

$$\beta_{LS} = \frac{Z_i^2 Z_o^2}{(n + \delta_\ell)^3} \frac{\alpha^2 hc R_\infty}{\ell(\ell + \frac{1}{2})(\ell + 1)}. \quad (2.16)$$

Donde se vuelve a ocupar el defecto cuántico δ_ℓ . El número atómico efectivo Z_{ef} tiende al número atómico interno $Z_i \sim Z$ cuando $r \rightarrow 0$, afuera del núcleo el campo corresponde a número atómico externo $Z_o \simeq 1$.

$$\Delta E_{LS} = \frac{Z_i^2 Z_o^2}{(n + \delta_\ell)^3} \frac{\alpha^2 hc R_\infty}{\ell(\ell + 1)}. \quad (2.17)$$

2.1.2. Estructura hiperfina

La parte H_F corresponde al Hamiltoniano producto del acoplamiento entre el momento electrónico total \vec{J} y el espín nuclear \vec{I} . El espín nuclear \vec{I} interactúa con el campo magnético producido por el electrón. Además, como la distribución de cargas en el núcleo no es simétrica, también existe una interacción con el cuadrupolo eléctrico nuclear. Es por esto que el Hamiltoniano H_F se escribe como la suma de estas dos contribuciones.

$$H_F = H_A + H_B. \quad (2.18)$$

Donde H_A es de la interacción dipolar magnética y H_B es de la interacción cuadrupolar eléctrica.

Se escribe el Hamiltoniano dipolar magnético como:

$$H_A = A \vec{I} \cdot \vec{J} \quad (2.19)$$

A se conoce como la constante dipolar magnética y se obtiene experimentalmente. El desarrollo es completamente análogo al que se utilizó en la estructura fina. El momento atómico total es igual a $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. Se tiene $\vec{I} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2}(\vec{F}^2 - \vec{I}^2 - \vec{J}^2)$, se construye la base acoplada $\{n, L, S, J, I, F, M_F\}$. Y se sustituyen los eigenvalores correspondientes para el valor esperado del Hamiltoniano.

$$E_A = A \langle \vec{S} \cdot \vec{L} \rangle = \frac{1}{2} \hbar^2 A (F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1)). \quad (2.20)$$

Como ya se mencionó debido a que la carga del rubidio no presenta una distribución simétrica, entonces existe un término de interacción cuadrupolar eléctrica. No se discutirá completamente el desarrollo de esta interacción, dicho desarrollo se puede revisar en [8]. El Hamiltoniano de interacción cuadrupolar cumple la siguiente relación:

$$H_B \propto Q Y_{2m}^{(2)} \cdot (I \cdot I)^{(2)}. \quad (2.21)$$

Donde Q es un escalar de la magnitud del momento cuadrupolar. El superíndice en los armónicos esféricos y el espín nuclear denota un tensor de orden dos. El valor esperado del Hamiltoniano es la energía:

$$E_B = \hbar^2 B \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}. \quad (2.22)$$

Donde, $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$. La constante B se conoce como constante cuadrupolar eléctrica y se determina experimentalmente. Una vez que se conocen ambas energías sólo basta sumarlas para conocer la energía total de la interacción hiperfina,

$$E_F = \frac{1}{2}\hbar^2 AK + \hbar^2 B \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}. \quad (2.23)$$

En este experimento se utiliza la ecuación 2.23 para calcular las constantes hiperfinas A y B a partir de los espectros que se obtengan. También se usa dicha expresión para obtener las separaciones hiperfinas teóricas utilizando los datos que recopila Arimondo *et al.* [8].

2.2. Reglas de selección

Con la teoría que se ha desarrollado hasta este punto es posible determinar un conjunto de reglas para conocer qué transiciones atómicas se pueden llevar a cabo.

Para empezar, la probabilidad de transición es proporcional al elemento de matriz dipolar eléctrico.

$$\vec{r}_{jn} = \int \psi_j^* \vec{r} \psi_n d^3\vec{r}. \quad (2.24)$$

Como el operador \vec{r} es impar, la integral 2.24 es diferente de cero únicamente cuando ψ_j y ψ_n son de paridades opuestas.

En el caso de los átomos alcalinos, como el rubidio, únicamente es el electrón de valencia el que interviene en las transiciones. Dicha transición se lleva a cabo por medio de la absorción o emisión de un fotón cuyo momento angular es 1, de modo que el cambio neto de momento angular es ± 1 . Con esto se llega al primer conjunto de reglas de selección para el momento angular orbital \vec{L} y sus proyecciones M_L .

$$\begin{aligned} \Delta L &= L_a - L_b = \pm 1 \\ \Delta m_L &= 0, \pm 1 \end{aligned} \quad (2.25)$$

Para el momento angular total \vec{F} y sus proyecciones $-F \leq M_F \leq F$, se debe de cumplir las reglas de selección para niveles hiperfinos:

Configuración	Término	J	Nivel (cm ⁻¹)	Longitud de onda (nm)
4p ⁶ 5s	² S	1/2	0.000	0.00
4p ⁶ 5p	² P	1/2	12,578.950	794.98
		3/2	12,816.545	780.24
4p ⁶ 6p	² P	1/2	23,715.081	421.67
		3/2	23,792.591	420.24
4p ⁶ 5d	² D	3/2	25,700.536	383.10
		5/2	25,703.498	389.05

Tabla 2.2: Estructura de los primeros 6 niveles del rubidio y el desdoblamiento fino de éstos [30].

$$\begin{aligned}\Delta F &= 0, \pm 1 \\ \Delta M_F &= 0, \pm 1\end{aligned}\tag{2.26}$$

Las transiciones $\Delta M_F = 0$ suceden cuando la polarización de la radiación resonante tiene una polarización lineal. En cambio las transiciones $\Delta M_F = \pm 1$ se llevan a cabo cuando la polarización de la radiación es circular. Para el caso de $\Delta M_F = 1$ cuando es circular derecha y $\Delta M_F = -1$ cuando es circular izquierda [12] [7].

2.3. Transiciones en rubidio

En la tabla 2.2 se muestran los niveles que se ocupan en el experimento de este trabajo, que son, el estado base $5S_{1/2}$ y lo excitados $5P_{3/2}$, $6P_{1/2, 3/2}$ y $5D_{3/2}$.

Utilizando radiación láser (se discuten brevemente los láseres usados en la sección 3.7) se excitan transiciones atómicas en una nube de átomos de rubidio. Con un láser de 780 nm se induce la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Con un segundo láser, ahora de 776 nm, parte de los átomos que se encuentran en el nivel $5P_{3/2}$ son llevados a un segundo nivel, el $5D_{3/2}$. Por decaimiento espontáneo los átomos de $5D_{3/2}$ decaerán a los estados $6P_{3/2,1/2}$. Del estado $6P_{3/2,1/2}$ los átomos volverán a decaer, regresando al estado base. Este decaimiento emite radiación de 420 nm (véase tabla 2.2). El proceso se ilustra en la figura 1.1.

Los niveles hiperfinos involucrados se muestran en la figura 2.1. Las separaciones hiperfinas se calcularon a partir de la ecuación 2.23 y los datos para las constantes hiperfinas A y B presentados por Arimondo *et al.* en [8].

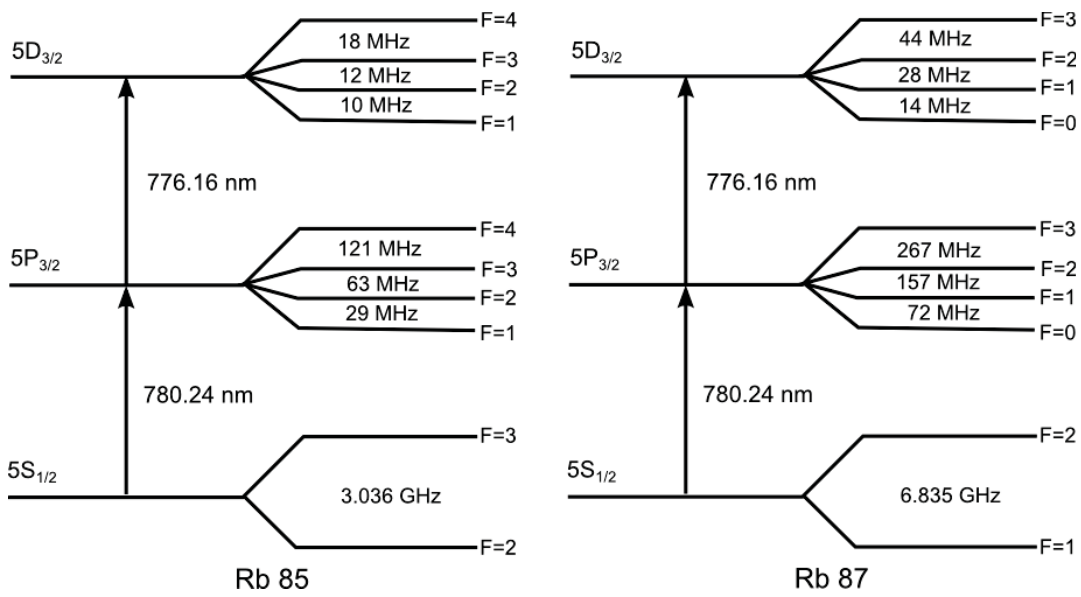


Figura 2.1: Estructura hiperfina de los niveles $5S_{1/2}$, $5P_{3/2}$ y $5D_{3/2}$ para los isótopos de rubidio 85 y 87. Los valores de la separación hiperfina del estado $5D_{3/2}$ se tomó de la referencia [23].

Capítulo 3

Espectroscopia

Espectroscopia es el estudio de sistemas físicos por medio de la radiación electromagnética con la que interaccionan. En los experimentos del presente trabajo, la radiación para la interacción es la de un láser que se encuentra sintonizado cerca de resonancia. Los átomos con los que interacciona el láser forman parte de un gas atómico. A grandes rasgos la manera de obtención de espectros es la siguiente ¹.

El láser se incide sobre el vapor de átomos para inducir transiciones. La frecuencia del láser se controla de manera que “barra” un intervalo que contenga la frecuencia de resonancia. Cuando pase por dicha frecuencia de resonancia, los átomos de la nube se excitarán, generando absorción y emisión. Esta respuesta atómica será la cantidad a medir con algún detector adecuado.

Al graficar la repuesta atómica contra la desintonía del láser, es posible observar cómo al acercarse el láser a la frecuencia de resonancia, la respuesta atómica va aumentando, llegando a un máximo cuando se alcanza la frecuencia de resonancia, describiendo un perfil Lorentziano. Para ver como se deriva el perfil Lorentziano, consultar la sección [A.3](#) de los apéndices.

Sin embargo existen varios fenómenos que modifican significativamente las líneas de los espectros que se miden en el laboratorio. En particular, debido a que los átomos en el gas cuentan con una velocidad diferente de cero, por efecto Doppler la frecuencia del láser que los átomos observan es dependiente de su velocidad. Esto resulta en un ensanchamiento de las líneas espectrales, que impide la medición correcta de las líneas hiperfinas. A continuación se describe dicho fenómeno y como se puede eliminar.

¹Más adelante se detalla de qué detectores, frecuencias, láseres, etc, se está hablando.

3.1. Ensanchamiento Doppler

En una nube atómica a cierta temperatura los átomos tienen componentes de velocidad diferentes de cero en todas direcciones. Por otro lado, el láser tiene una dirección de propagación dada por el vector de onda \vec{k} . Llamándole al eje de propagación eje z , se tiene que por efecto Doppler de primer grado, la frecuencia que un átomo observa es :

$$\omega = \omega_0 \pm kv_z. \quad (3.1)$$

Donde $k = |\vec{k}|$ y v_z es la componente en z de la velocidad del átomo. Para simplificar la notación se llamará a $v_z \equiv v$. Además se tiene que $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, entonces,

$$\omega = \omega_0 \left(1 \pm \frac{v}{c}\right). \quad (3.2)$$

El signo depende de la dirección del átomo respecto al haz. Si la velocidad en z del átomo tiene la misma dirección que la propagación del láser entonces el signo será negativo, corriendo la frecuencia observada por el átomo al rojo. Cuando la velocidad en z se mueve en dirección opuesta al láser se usa el signo positivo y la frecuencia observada por el átomo se encontrará corrida al azul.

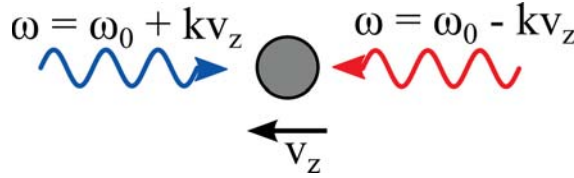


Figura 3.1: Efecto Doppler en un átomo con velocidad v_z en el eje de propagación y con un láser de frecuencia ω incidente en ambas direcciones.

$$\omega - \omega_0 = \omega_0 \frac{v}{c}. \quad (3.3)$$

Despejando v se obtiene que:

$$v = \left(1 + \frac{\omega}{\omega_0}\right)c, \quad (3.4)$$

y derivando,

$$dv = \frac{c}{\omega_0} d\omega. \quad (3.5)$$

En un gas atómico la velocidad de los átomos que lo componen está determinada por la distribución de Maxwell. A una temperatura T la fracción de átomos que tienen una velocidad en el intervalo de v a $v + dv$ es:

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2k_B T}\right)dv = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right)dv. \quad (3.6)$$

Donde M es la masa del átomo y k_B la constante de Boltzmann. La velocidad más probable está dada por $u = \sqrt{2k_B T/M}$. Entonces, el número de átomos por unidad de volumen que se encuentran en el nivel de energía E_i y tienen una velocidad en el intervalo v a $v + dv$ es:

$$n_i(v)dv = \frac{N_i}{u\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right)dv. \quad (3.7)$$

Sustituyendo la ecuación 3.5 en la ecuación anterior se llega a la densidad atómica en términos de la frecuencia ω , esto es, la distribución de desintonía Doppler que los átomos tienen en el intervalo ω a $d\omega$.

$$n_i(\omega)d\omega = \frac{N_i c}{u\omega_0\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{c^2}{u^2}\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2\right)d\omega. \quad (3.8)$$

En experimentos de espectroscopia cuando el láser entra en sintonía con el átomo la potencia de este láser es absorbida por los átomos para inducir la transición ². El perfil de intensidad resultante es:

$$I(\omega) = I_0 \exp\left(-\frac{c^2}{u^2}\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right)^2\right). \quad (3.9)$$

Este perfil es Gaussiano y alcanza un máximo cuando $\omega = \omega_0$. Para ver cuánto es el ensanchamiento de línea debido al corrimiento Doppler hay que observar su ancho de mitad de altura FWHM. Considerando que la línea alcanza la mitad de su altura $I_0/2$ en la frecuencia ω_{FWHM} , entonces:

$$\frac{c^2}{u^2}\left(\frac{\omega_{\text{FWHM}} - \omega_0}{\omega_0}\right)^2 = \ln 2. \quad (3.10)$$

Despejando el valor de la frecuencia ω_{FWHM} :

$$\omega_{\text{FWHM}} = \sqrt{\ln 2}\frac{u}{c}\omega_0 + \omega_0. \quad (3.11)$$

Como se puede observar en la figura 3.1, el valor del ensanchamiento Doppler es $\Delta\omega_D = \text{FWHM} = 2(\omega_0 - \omega_{\text{FWHM}})$. Entonces, por la ecuación 3.11, el valor de dicho ensanchamiento es:

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2}\frac{u}{c}\omega_0 \simeq 1.7\frac{u}{c}\omega_0. \quad (3.12)$$

Para observar la magnitud de este ensanchamiento comparado con el ancho natural considérese lo siguiente. Para el experimento de este trabajo, el gas de rubidio

²En la sección 3.2 se ahonda en cómo es la absorción óptica.

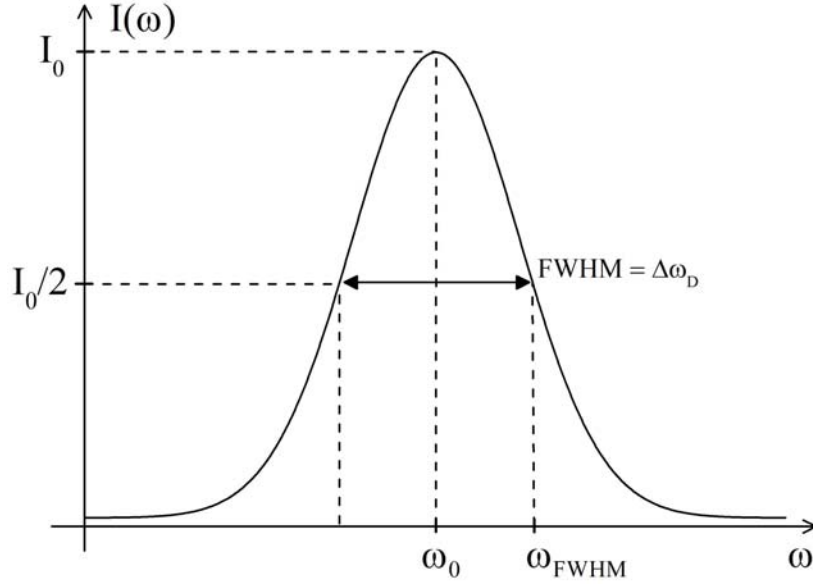


Figura 3.2: Perfil Gaussiano que resulta de graficar la intensidad $I(\omega)$ contra la frecuencia ω .

está a una temperatura de aproximadamente $T = 290$ K, la masa del átomo de rubidio es de $M = 85$ u³ y la longitud de onda del láser utilizado es de $\lambda_0 = 780$ nm. Esto resulta en un ancho Doppler de $\Delta\omega_D = 2\pi \times 500$ MHz. Este ensanchamiento es mucho más grande que el ancho natural $\Delta\omega_0$, que para una vida media de 26.63 ns es de 37.5 MHz, en 85^{ra} b. Inclusive es mucho más grande que la separación existente en los niveles hiperfinos de rubidio, que como se puede observar en la figura 2.1, está en el orden de las decenas de MHz en el nivel $5D_{3/2}$ y en el orden de cientos de MHz en el nivel $5P_{3/2}$.

3.2. Absorción óptica

En la sección anterior se mencionó que para inducir la transición, la potencia del láser es absorbida por los átomos. En esta sección se explicará cómo sucede esto.

Considérese un haz de fotones que pasa a través de un medio con N átomos por unidad de volumen. Una rebanada de anchura Δz tendrá $N\Delta z$ átomos por unidad de área y la fracción de fotones absorbidos por los átomos es $N\sigma\Delta z$, donde σ se define cómo la sección eficaz. La probabilidad de absorción es igual a la fracción de intensidad del láser perdida, $\Delta I/I = -N\sigma\Delta z$, entonces la atenuación del haz a lo largo de la muestra está descrita por:

$$\frac{dI}{dz} = -N\sigma(\omega)I = -\kappa(\omega)I. \quad (3.13)$$

³u es la unidad de masa atómica equivalente a $1.660538921(73) \times 10^{-27}$.

Donde $\kappa(\omega)$ es el coeficiente de absorción.

Sin embargo hay que recordar que una vez excitados los átomos, también se genera emisión estimulada. Sea N_1 el número de átomos en el nivel 1 y N_2 el número de átomos en el nivel 2. De modo que en un átomo de dos niveles el cambio neto de energía absorbida por unidad de volumen es:

$$\frac{dI}{dz} = -(N_1 - N_2)\sigma(\omega)I = -\kappa(\omega)I. \quad (3.14)$$

Pero en el átomo también existe emisión espontánea (véase la sección A.2.3), esto es, átomos que decaen al estado base sin la presencia de radiación resonante. Por lo tanto, en el caso estacionario se debe de cumplir que la absorción neta sea igual a la emisión espontánea.

$$(N_1 - N_2)\sigma(\omega)I = N_2 A_{21} \hbar \omega. \quad (3.15)$$

Donde el valor para el coeficiente de Einstein A_{21} ya se había obtenido en la ecuación A.56. Despejando la sección eficaz:

$$\sigma(\omega) = \frac{N_2}{N_1 - N_2} \frac{A_{21} \hbar \omega}{I}. \quad (3.16)$$

Utilizando las ecuaciones ópticas de Bloch⁴ se llega a que:

$$\frac{N_2}{N_1 - N_2} = \frac{\Omega^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma/4}. \quad (3.17)$$

Entonces,

$$\sigma(\omega) = \frac{\Omega^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \Gamma/4} \frac{A_{21} \hbar \omega}{I}. \quad (3.18)$$

La frecuencia de Rabi al cuadrado Ω^2 y la intensidad I son proporcionales al campo eléctrico.

$$\begin{aligned} I &= \frac{\epsilon_0 c}{2} E_0^2, \\ \Omega^2 &= \frac{e^2}{\hbar^2} |x_{12}|^2 E_0^2. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Donde, $|x_{12}|^2 = \frac{\pi \epsilon_0 \hbar c^3}{e^2 \omega_0^3} A_{12}$

Sustituyendo todo esto en la ecuación 3.18, se tiene que la sección eficaz es:

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi^2 c^2}{\omega_0^2} A_{21} L(\omega). \quad (3.20)$$

⁴Las ecuaciones ópticas de Bloch son un desarrollo semiclásico que describe las transiciones entre dos niveles a través de la matriz de densidad ρ . Es equivalente al desarrollo del átomo de dos niveles que se lleva a cabo en la sección A.2. Para referencia checar [11].

Donde la dependencia en frecuencia $L(\omega)$, se expresa por medio del perfil Lorentziano:

$$L(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (3.21)$$

Regresando a la ecuación 3.15. Como el número total de átomos debe ser $N = N_1 + N_2$, desarrollando se encuentra que:

$$N_1 - N_2 = \frac{N}{1 + I/I_s(\omega)}. \quad (3.22)$$

Donde se define $I_s(\omega)$ como:

$$I_s(\omega) = \frac{\hbar\omega A_{21}}{2\sigma(\omega)}. \quad (3.23)$$

Con esto es posible reescribir el coeficiente de absorción de la ecuación 3.14 como:

$$\kappa(\omega, I) = \frac{N\sigma(\omega)}{1 + I/I_s(\omega)}. \quad (3.24)$$

Al valor mínimo que $I_s(\omega)$ toma se le conoce como intensidad de saturación. Este ocurre cuando se encuentra en la frecuencia de resonancia ω_0 y la sección eficaz es mayor, $I_s(\omega_0) = I_{\text{sat}}$.

$$I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega A_{21}}{2\sigma(\omega_0)}. \quad (3.25)$$

Ocupando la ecuación 3.21 se llega a que la intensidad de saturación toma el valor de:

$$I_{\text{sat}} = \frac{\pi\hbar c}{3\lambda^3} \frac{1}{\tau}. \quad (3.26)$$

Donde τ es la vida media del estado excitado. Para ver más a detalle de donde viene la vida media, ir a la sección A.2.3 de los apéndices. Con esto se encuentra que para los experimentos realizados en el presente trabajo, el valor de la intensidad de saturación para rubidio es aproximadamente igual a $I_{\text{sat}}^{\text{Rb}} \simeq 1.654 \text{ mW/cm}^2$ [16]. La intensidad de saturación cobra importancia como parámetro en los experimentos de espectroscopia que se exponen en las siguientes secciones.

3.3. Espectroscopia de saturación

Con lo que se ha visto hasta este punto es suficiente para explotar la absorción saturada y obtener señales libres de Doppler.

De nuevo considérese un haz de intensidad $I(\omega)$ que viaja a través de una muestra

de átomos como en la figura 3.3, sólo que ahora se tomará en cuenta que los átomos se encuentran en movimiento. Los átomos con velocidades en el intervalo v a $v + dv$ ven la radiación con una frecuencia efectiva de $\omega - kv$. Para esos átomos la sección eficaz de absorción es $\sigma(\omega - kv)$, definida en 3.21. La densidad de número de átomos para esta distribución de velocidades es $N(v) = Nf(v)$, donde N es la densidad de número de átomos total en el gas y $f(v)$ es la misma distribución dada en la ecuación 3.6. La integración de la contribución de todas las velocidades en la distribución dan como coeficiente de absorción:

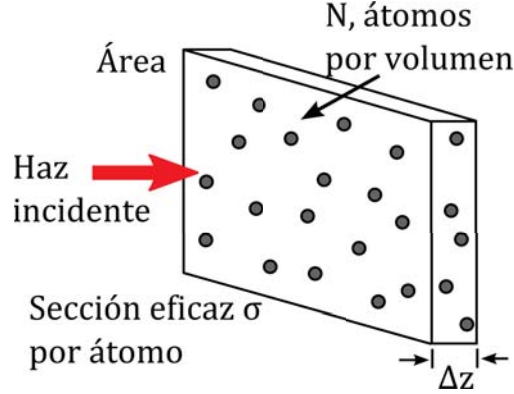


Figura 3.3: Muestra de átomos distribuidos en un bloque de grueso Δz a los cuales se les hace incidir un haz láser. Existen N átomos por unidad de volumen en dicha muestra.

$$\kappa(\omega) = \int N(v)\sigma(\omega - kv)dv. \quad (3.27)$$

Por los mismo argumentos que se ocuparon al pasar de la ecuación 3.13 a 3.14, se tiene que para un átomo de dos niveles:

$$\kappa(\omega) = \int (N_1(v) - N_2(v))\sigma_{\text{abs}}(\omega - kv)dv. \quad (3.28)$$

Aquí $N_1(v)$ y $N_2(v)$ son las densidades de número de átomos para los niveles 1 y 2 respectivamente, para átomos con velocidades entre v y $v + dv$. Para bajas intensidades casi todos los átomos se mantienen en el nivel 1, entonces $N_1(v) \simeq N(v)$ tiene la distribución Gaussiana de la ecuación 3.6 y $N_2(v) \simeq 0$, como se observa en la figura 3.4(a). Para cualquier intensidad en general, la integral de la densidad de número de átomos en cada velocidad es igual a la densidad de número de átomos total en ese nivel.

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} N_1(v)dv &= N_1, \\ \int_{-\infty}^{\infty} N_2(v)dv &= N_2. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Por otro lado, si se cuenta con un láser intenso, la cantidad $N_1(v) - N_2(v)$ si

se verá afectada. Este haz se conoce como haz de bombeo y su intensidad debe ser cercana a la intensidad de saturación, $I_{\text{bombeo}} \gtrsim I_{\text{sat}}$. Este haz va a actuar sobre la población de átomos en el nivel 1 cuya velocidad sea la necesaria para sintonizar al haz en resonancia. Como se observa en la figura 3.4(b), esto hace que se forme un hueco dentro de la distribución Gaussiana de velocidades del nivel 1 ya que este conjunto de átomos se excitarán al nivel superior. El ancho de línea de la frecuencia de la población de átomos que se excitan al nivel dos es igual a la ecuación 3.30 [11]:

$$\Delta\omega_{\text{hueco}} = \Gamma \left(1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} \right)^{1/2}. \quad (3.30)$$

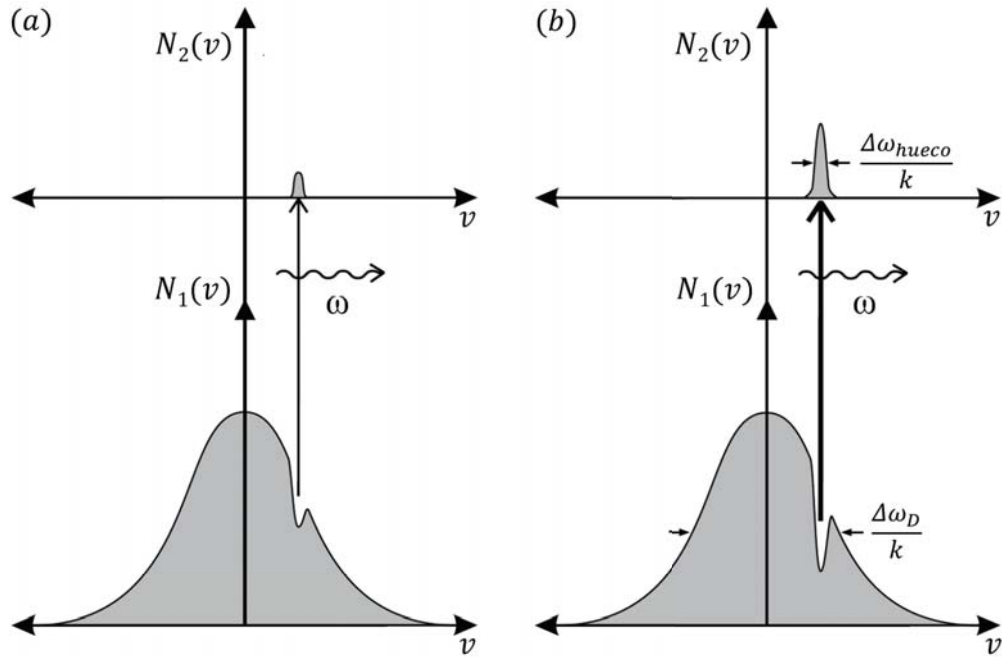


Figura 3.4: Gráfica de absorción saturada. En ambos incisos la parte inferior de la figura muestra la distribución de velocidades en el nivel 1, como se puede observar dicha distribución es Gaussiana. (a) Para un haz con intensidad baja, el haz no logra alterar de manera significativa la distribución de átomos en el nivel 1. (b) Para un haz con intensidad comparable a la intensidad de saturación el láser deja un hueco en la distribución del nivel 1, excitando una porción de átomos al nivel 2 con un ancho de línea de $\frac{\Delta\omega_{\text{hueco}}}{k}$. Imagen tomada del Foot [11].

El arreglo experimental típico (utilizado en este laboratorio y que se muestra en la figura 3.5) para la espectroscopia de saturación consiste en un láser con intensidad superior a la intensidad de saturación. El láser incide sobre un divisor de haz, el cual refleja una pequeña porción y deja pasar la mayor parte del haz. El haz transmitido se toma como haz de bombeo y con un espejo se redirige para que pase a través de la muestra de átomos, llevando parte de la población de átomos con velocidad $v = (\omega - \omega_0)/k$ del nivel 1 al 2.

Por otro lado, el haz reflejado por el divisor de haz se toma como haz de prueba, redirigiéndose con un espejo para que pase también a través de la muestra. Este haz se direcciona de tal manera que se traslape lo más posible al haz de bombeo. Después de su paso por la celda, el haz de prueba será registrado con un detector.

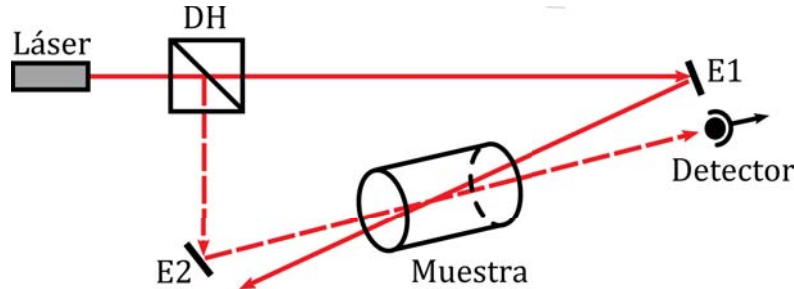


Figura 3.5: Diagrama de un experimento de espectroscopia de absorción saturada. La línea roja continua corresponde al haz de bombeo y la línea roja punteada al haz de prueba.

Como ya se mencionó, al final el haz de saturación termina en un detector el cual medirá su intensidad. Si únicamente se encuentra el haz de prueba pasando a través de la celda, lo que se verá en el detector es como la intensidad del láser disminuye a medida que entra en resonancia con los átomos que por corrimiento Doppler ya empiezan a sintonizar la frecuencia ω_0 . La gráfica de la figura 3.6 muestra el pozo Doppler que se forma cuando se tiene únicamente el haz de saturación.

El resultado final es que se tienen dos haces de la misma frecuencia que se contrapropagan a través de una muestra de átomos. Por efecto Doppler, si un átomo observa al haz de prueba corrido al rojo entonces observará al haz de bombeo corrido al azul y viceversa. Sólo cuando la componente en z de la velocidad del átomo sea igual a cero es que observa ambos haces con la misma frecuencia. Es por esto que cuando el láser tiene una frecuencia lejana de la resonancia, $|\omega - \omega_0| \gg \Delta\omega_{\text{hueco}}$, el haz de prueba y de saturación interactúan con diferentes grupos de átomos, como se observa en la figura 3.6(b) y 3.6(d). Cuando ambos haces se encuentren interactuando con el mismo grupo de átomos entonces el haz de bombeo crea un hueco en la población del estado base. Al pasar por ahí el haz de saturación no encuentra átomos que lo absorban, de tal manera que el detector registra un aumento en la intensidad del haz de prueba. Este pico producto del aumento de intensidad en el haz de prueba, se observa en la gráfica inferior de la figura 3.6(a). Al pico se le conoce como pico Lamb.

De esta manera lo que se está haciendo es escoger el grupo de velocidades centradas en $v_z = 0$ para dar una señal situada en la resonancia atómica de los dos niveles, reduciendo el ensanchamiento Doppler.

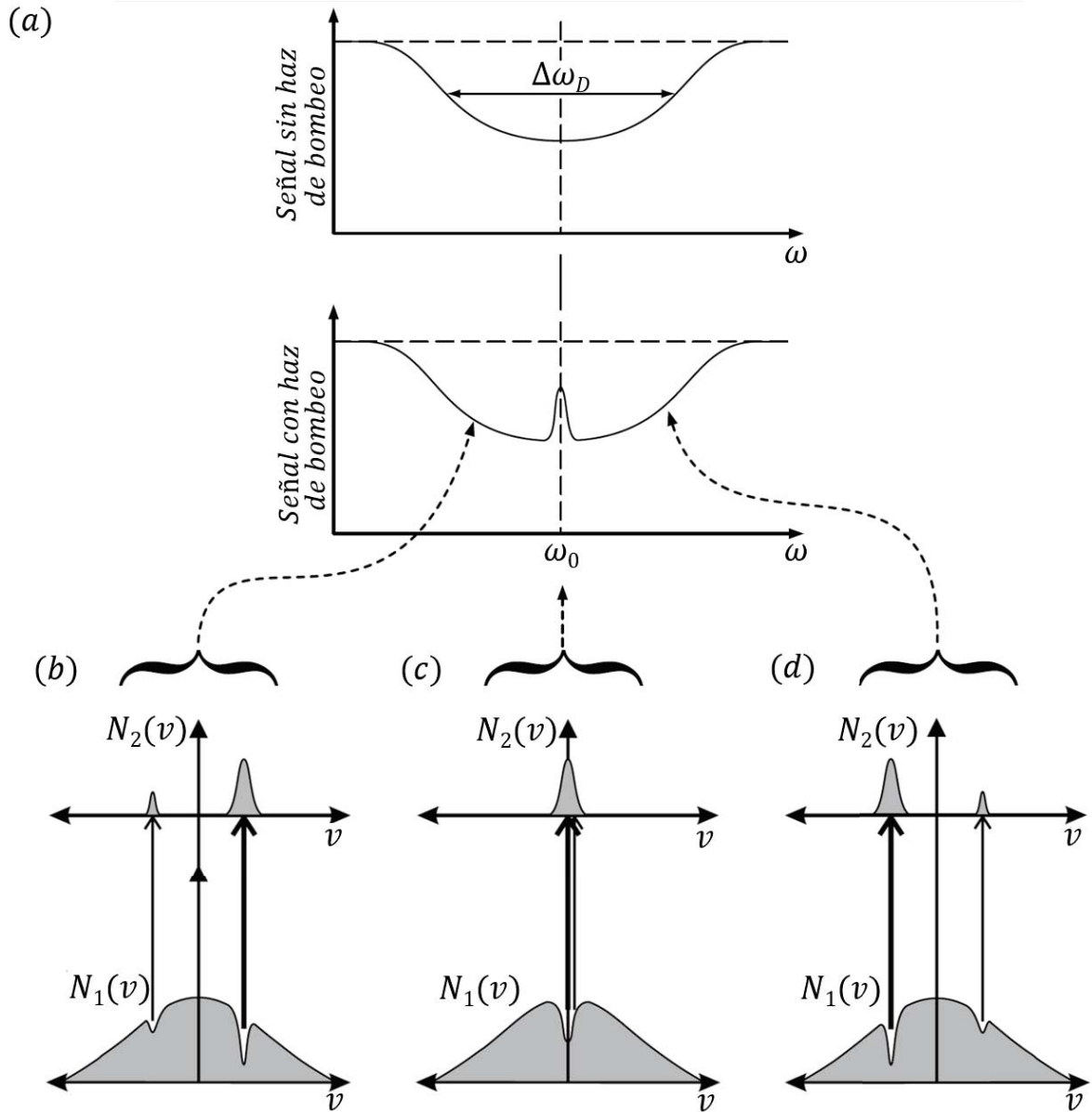


Figura 3.6: (a) Gráfica de la señal del haz de prueba, con y sin haz de bombeo. (b) Absorción saturada para diferentes frecuencias del láser. A la izquierda, se tiene con una frecuencia de láser debajo de la frecuencia de resonancia. Al centro, es para cuando el láser está justo en la resonancia. A la derecha, el láser tiene una frecuencia mayor a la frecuencia de resonancia. Imagen tomada del Foot [11].

3.4. Anclado de láseres

Una parte esencial para los experimentos presentados en este trabajo es el anclado de los láseres. Ésto se refiere al fijar la frecuencia de un láser sintonizable a una referencia atómica. Los láseres del Laboratorio de Átomos Fríos se sintonizan por medio del voltaje suministrado a un piezoeléctrico que modifica la cavidad resonante del láser, al variar el voltaje del PZT se varía la frecuencia del láser. La referencia atómica se obtiene a partir del espectro de alguna transición atómica conocida. Por medio de un programa de retroalimentación al láser se le suministra el voltaje adecuado para mantenerse en el pico correspondiente a la transición de anclado deseada, a grandes rasgos, cada vez que cambios en temperatura o vibraciones causan que la frecuencia se aleje del pico, el programa baja o sube el voltaje para que se acerque de nuevo al pico de la transición.

Surge un problema debido a que con una curva Lorentziana no es posible realizar este algoritmo de control de voltaje. Se necesita una curva donde la transición de anclado corresponda a un cruce por cero y claramente una Lorentziana no cumple eso ya que su máximo lo alcanza justo en donde se encuentra la transición de anclado. La solución a este problema es sacar la derivada de la Lorentziana, la cual como se puede observar en la figura 3.7 tiene el cruce por cero justo en la transición atómica. De esta manera el programa de anclado puede diferenciar si se encuentra a la derecha o izquierda del pico de la transición, ya que si se encuentra a la izquierda la pendiente es positiva y si se encuentra a la derecha la pendiente es negativa. Con esta diferencia de signos es posible saber si el voltaje se debe aumentar o disminuir para acercarse al pico.

A esta curva se le llama curva de dispersión. Una de las formas de obtener la curva de dispersión es meter una modulación adicional a la señal de voltaje y con dicha modulación ir registrando por pequeños intervalos el cambio en la señal del espectro [19]. Una manera alterna que no requiere de electrónica adicional es por medio de la espectroscopia de polarización.

3.4.1. Espectroscopia de polarización

Hacer espectroscopia de polarización es hacer espectroscopia de saturación salvo que se añaden polarizaciones específicas a los haces de bombeo y de prueba: polarizando circularmente el haz de bombeo y linealmente al de prueba.

Como se discutió en la sección 2.3, la polarización de la radiación incidente a un átomo afecta a los subniveles degenerados M_F . Una polarización circular genera transiciones donde se cumple que $\Delta M_F = \pm 1$, tomando el signo positivo si es circular derecha y el negativo si es circular izquierda. Por ejemplo si se tiene un átomo en el cual se induce la transición $F = 1 \rightarrow F' = 2$, si el haz cuenta con polarización

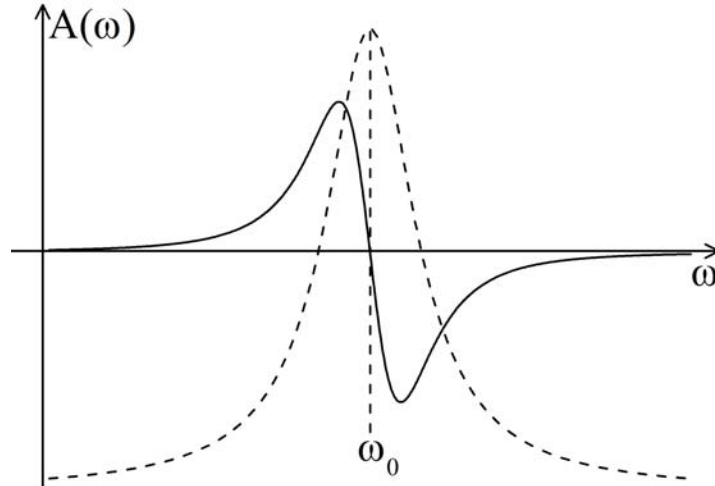


Figura 3.7: Curva de dispersión obtenida a partir de derivar la curva Lorentziana. La curva Lorentziana de la cual se derivó se superpone (no a escala) en línea punteada. Nótese cómo el pico de la Lorentziana corresponde al cruce por cero de la curva de dispersión.

circular derecha, inducirá las transiciones entre los subniveles $M_F = -1 \rightarrow M'_F = 0$, $M_F = 0 \rightarrow M'_F = 1$ y $M_F = 1 \rightarrow M'_F = 2$, como se muestra en la figura 3.8.

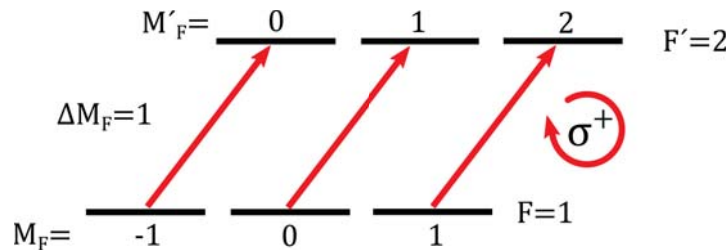


Figura 3.8: Transiciones producidas por un haz polarizado circularmente a la derecha, en resonancia con la transición $F = 1 \rightarrow F = 2$.

El efecto que el haz de bombeo polarizado tendrá sobre la muestra de átomos será una distribución desigual de la población de los subniveles, volviendo el medio birrefringente.

El haz de saturación tiene una polarización lineal, la cual puede ser vista como una superposición de dos polarizaciones circulares. Las polarizaciones de cada uno de los haces se genera por medio del uso de retardadores de onda $\lambda/2$ y $\lambda/4$. En la figura 3.9 se muestra el arreglo experimental para realizar esta espectroscopia, nótese que es prácticamente el mismo arreglo que el que se usa en el Laboratorio de Átomos Fríos para la espectroscopia de saturación que se muestra en la figura 3.5.

Cuando el haz de prueba pasa por la muestra e interacciona con la misma población de átomos que el haz de bombeo, se encontrará no sólo con el hueco creado por el haz de bombeo, sino con que ciertos subniveles M_F están más ocupados que

otros. En otras palabra, las dos componentes de polarización del haz de prueba ven diferentes índices de refracción y diferentes coeficientes de absorción, de ahí que el medio se vuelva birrefringente. Esto a su vez induce una diferencia de fase y de amplitudes en las componentes del haz de prueba.

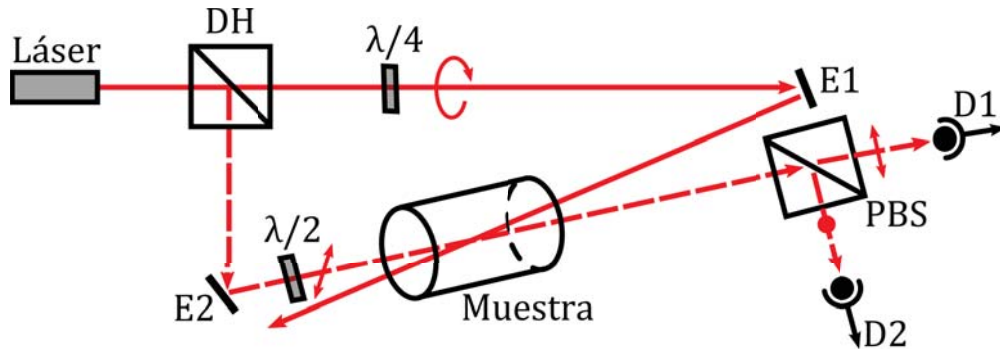


Figura 3.9: Diagrama de un experimento de espectroscopia de absorción saturada con polarización. La línea roja continua corresponde al haz de bombeo y la línea roja punteada al haz de prueba.

Después del paso por la muestra de átomos, el haz de prueba incide sobre un cubo polarizador (abreviado PBS por sus siglas en inglés *polarizing beam splitter*), el cual lo separa en sus componentes de polarización. Cada componente termina en un diferente detector. La señal registrada por cada detector refleja la diferencia de fase y amplitud, producto de la birrefringencia del medio. Como se muestra en el artículo de Pearman *et al.* [?], si se restan las señales se obtiene una señal que tiene los mismos cruces por cero⁵ que la derivada de las Lorentzianas del espectro.

Esta equivalencia se puede entender si se piensa en dos curvas Lorentzianas cuyos máximos se encuentran ligeramente desfasados. Cada una de estas Lorentzianas desfasadas corresponde a una componente de polarización medida. La suma de estas señales corresponde a la Lorentziana total de la transición, esto es, la transición a la que se busca anclar. La resta de estas señales desfasadas cruzará por cero justo donde la suma tiene su máximo. Para ilustrar esto véase la figura 3.10. La curva en azul de la figura 3.10 es la curva de dispersión que se usa para el anclado de láseres. En la figura 3.11 se muestra el ejemplo de un par de señales obtenidas por medio de espectroscopia de polarización.

⁵En teoría debería de ser un cruce por cero, pero como se observa en la figura 3.11, si bien el pico más intenso si pasa por cero, los demás se encuentran debajo. Esto no es un problema ya que el anclado tienen la opción de compensar con voltaje la curva de dispersión y desplazarla al cero. Por comodidad les seguiré llamando cruce por cero.

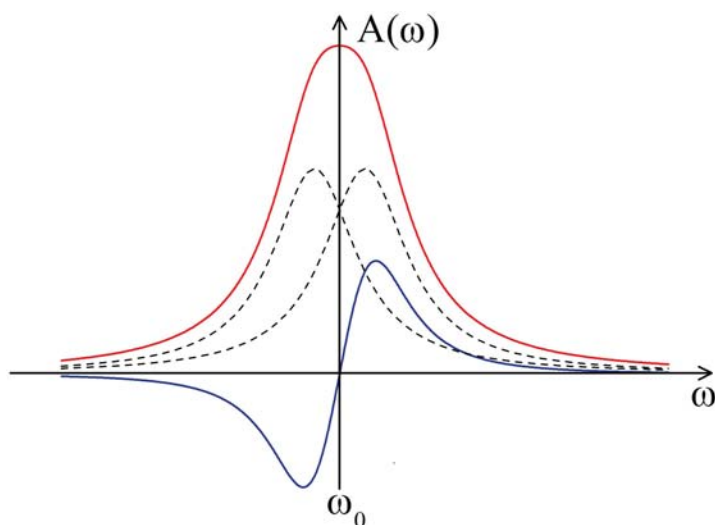


Figura 3.10: Obtención de una curva de dispersión a través de la resta de dos señales. En negro y punteado se muestran dos Lorentzianas desfasadas. En rojo se muestra la suma de las dos Lorentzianas. En azul se muestra la resta de las dos Lorentzianas, que viene siendo la curva de dispersión. Nótese como el máximo de la curva roja corresponde al cruce por cero de la curva de dispersión.

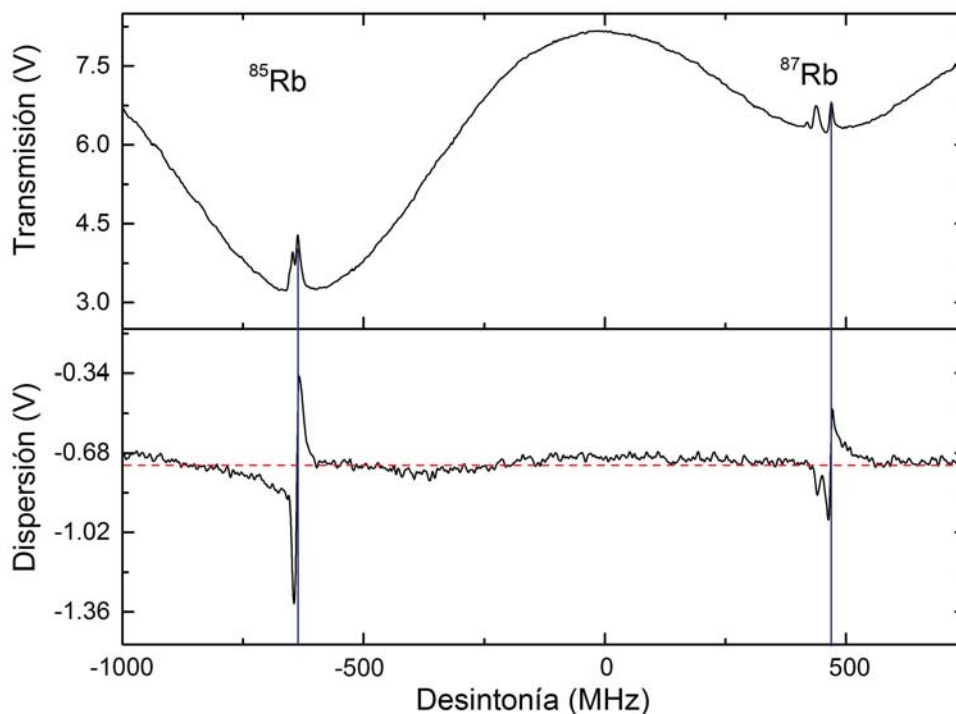


Figura 3.11: Señal obtenida en un experimento de espectroscopia de polarización en átomos de rubidio en la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, para rubidio 85 y 87. El experimento se realizó con la espectroscopia de polarización del Laboratorio de Átomos Fríos del ICN. La línea roja marca el cruce por cero de la curva de dispersión. La línea azul marca la correspondencia entre los picos del espectro de absorción y los cruces por cero de la curva de dispersión.

3.5. Espectroscopia de dos fotones

La técnica de espectroscopia de dos fotones es otra manera de reducir el ensanchamiento Doppler. Esta técnica consiste en usar un par de haces contrapropagantes para estimular la transición, aunque parece superficialmente similar a la espectroscopia de saturación en verdad difiere. En este caso la absorción simultánea de dos fotones es lo que estimula la transición. Si el átomo absorbe un fotón de cada uno de los haces contrapropagantes entonces el corrimiento Doppler se cancela.

$$\omega\left(1 + \frac{v}{c}\right) + \omega\left(1 - \frac{v}{c}\right) = 2\omega. \quad (3.31)$$

En este trabajo se estudia la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ utilizando un láser de 780 nm para inducir la primera transición y un segundo láser de 776 nm para inducir el segundo paso. Estos láseres no tienen la misma frecuencia ω como lo pide la ecuación 3.31. Sin embargo las frecuencias son lo suficientemente cercanas (únicamente 4 nm en longitud de onda) como para que el efecto Doppler se reduzca considerablemente.

$$\omega_{780}\left(1 + \frac{v}{c}\right) + \omega_{776}\left(1 - \frac{v}{c}\right) = \omega_{780} + \omega_{776} + (\omega_{780} - \omega_{776})\frac{v}{c}. \quad (3.32)$$

Donde ω_{780} es la frecuencia para el láser de 780 nm y ω_{776} es la frecuencia para el haz de 776 nm. Ya que, $\omega_{780} \approx \omega_{776}$, entonces.

$$\omega_{780}\left(1 + \frac{v}{c}\right) + \omega_{776}\left(1 - \frac{v}{c}\right) \approx \omega_{780} + \omega_{776} \quad (3.33)$$

3.6. Sistema de espectroscopia del Laboratorio de Átomos Fríos

El Laboratorio de Átomos Fríos cuenta con el equipo necesario para realizar espectroscopia de polarización para la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Además de la capacidad de anclar a diferentes niveles hiperfinos de dicha transición. Esto es esencial para poder lograr la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. A continuación se discute el equipo y arreglo utilizados para llevar a cabo esta espectroscopia.

La espectroscopia de polarización se realiza en la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, la cual como ya se mencionó en la sección 2.3 requiere de un haz de 780.24 nm para ser sintonizada. El láser que se utiliza para ésto se discute en la sección 3.7. Recordando que en este experimento se estudia la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$, la espectroscopia de polarización permitirá garantizar que el láser de 780 nm se encuentre correctamente sintonizado en la transición. El sistema de espectroscopia de polarización se muestra en la figura 3.12 y se explica a continuación.

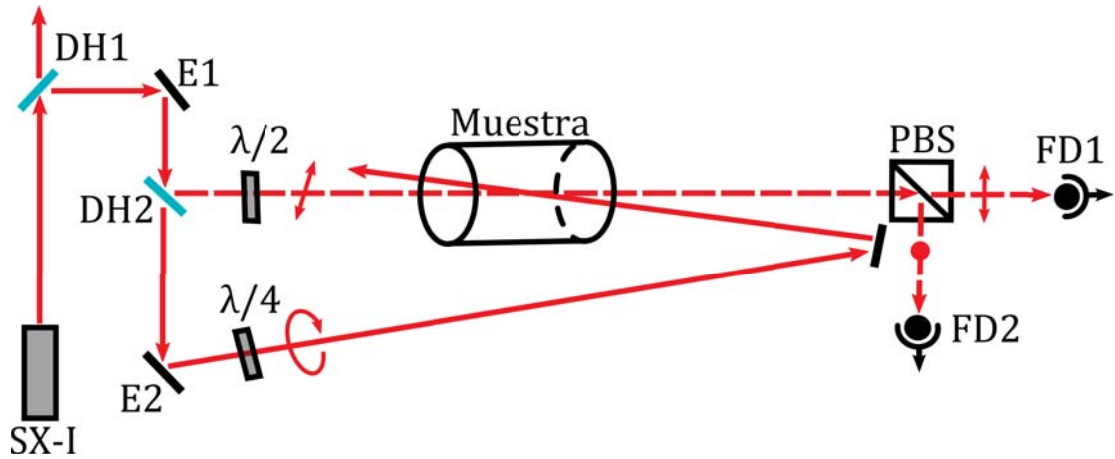


Figura 3.12: Diagrama del arreglo experimental utilizado en el Laboratorio de Átomos Fríos para la espectroscopia de polarización en rubidio. DH denota divisores de haz (portaobjetos), E denota espejos, PBS cubo polarizador, $\lambda/2$ placa retardadora de media onda, $\lambda/4$ placa retardadora de cuarto de onda y FD los fotodiodos.

El haz de 780 nm sale del láser SX-I y posteriormente un portaobjetos actúa como divisor de haz y lo divide, reflejando aproximadamente 10% del haz a la espectroscopia de polarización. El porcentaje de luz restante se ocupa para realizar la espectroscopia de dos fotones (capítulo 5).

Con la ayuda de un espejo se redirige el haz hacia otro portaobjetos que lo vuelve a partir en dos. El haz transmitido, de mayor potencia, se vuelve el haz de bombeo y el haz reflejado se toma como el haz de prueba. El haz de prueba pasa por una placa retardadora de $\lambda/2$ que convierte su polarización lineal a 45 grados con respecto a la horizontal. Posteriormente pasa a través de la celda de rubidio y finalmente llega a la caja de fotodiodos. Dentro de la caja se encuentran dos fotodiodos y un cubo polarizador (PBS). El PBS descompone al haz, mandando la componente horizontal a un fotodiodo y la vertical al otro fotodiodo. Por otro lado, el haz de bombeo pasa por un retardador de $\lambda/4$, volviendo su polarización circular. Con la ayuda de dos espejos el haz de bombeo se redirige de tal manera que dentro de la celda de rubidio pase lo más cercano posible a una trayectoria contrapropagante respecto al haz de prueba.

Con las señales de los fotodiodos es posible obtener la señal de dispersión que permite anclar el láser SX-I. En el capítulo 5 se muestran las señales experimentales que se obtienen (figura 5.2) y se discute más a detalle las posibilidades de anclaje para los diferentes valores de momento angular F del estado base en ambos isótopos.

3.7. Láseres SX-I y SX-II

En este experimento se ocuparon dos láseres:

- SX-I. Láser de 780 nm para excitar la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$.
- SX-II. Láser de 776 nm para excitar la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$.

Ambos láseres son sintonizables y funcionan a través de diodos láser con cavidad extendida. El diseño se basó en aquel propuesto por el grupo del Centro de Óptica y Física Atómica de Sussex⁶ [20]. Para más información de la construcción y detalles de los láseres consultar en la referencia [17].

El diodo láser Hitachi H17851G es el que genera la luz de 780 nm. Su longitud de onda está cerca de los 780 nm. Su potencia de salida sin cavidad es de 20 mW. El problema es que su ancho de banda es muy grande para el experimento, estando en las décimas de nm, además de que la cavidad del diodo es térmica y mecánicamente inestable, por lo cual la longitud de emisión del láser es muy sensible a la temperatura y vibraciones mecánicas. Para solucionar esto se utiliza una cavidad extendida.

La cavidad interna del diodo láser se estabiliza térmicamente por medio de la acción de un Peltier que mantiene constante su temperatura.

La cavidad extendida se forma colocando una rejilla difractora frente al diodo láser (colimado) que lo que hará es reflejar de regreso una porción del haz, mientras que la otra porción del haz sale de la cavidad. La rejilla está montada sobre un brazo ajustable que modifica la longitud de la cavidad. Como ya se sabe una cavidad estimula la producción de fotones de únicamente longitudes de onda de las cuales la distancia de la cavidad sea un múltiplo.

La longitud de la cavidad se controla a través de un piezoeléctrico (abreviado PZT) que mueve al brazo donde está montada la rejilla⁷. Variando la longitud de la cavidad se logra cambiar la longitud de onda, con lo que se puede sintonizar la longitud de onda del láser.

El funcionamiento del láser SX-II es análoga a la del SX-I, salvo que el diodo láser usado está cerca de la longitud de onda de 776 nm para permitir sintonizar la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$.

⁶El nombre de ambos láseres viene precisamente de la palabra Sussex, de ahí que sean SX.

⁷En verdad es un poco más complicado el funcionamiento de esta cavidad debido al uso de la rejilla. La rejilla refleja fuera de la cavidad el orden 0 de difracción. El orden -1 es el que se refleja hacia dentro de la cavidad. A esta configuración se le conoce como de Littrow y es a partir del ángulo entre el láser y la rejilla que se selecciona la longitud de onda.

Capítulo 4

Sistema de detección

En este capítulo se describe detalladamente la construcción y el diseño de los elementos que fueron necesarios para llevar a cabo las mediciones de fluorescencia que se exponen más adelante en la sección de resultados. Primero se explica cómo se puso en operación el tubo fotomultiplicador para poder llevar a cabo su caracterización. Esto incluye la construcción de las monturas requeridas para instalar el sistema, así como los aparatos y óptica requerida. Posteriormente se detalla la construcción del sistema de detección y puesta en operación del tubo fotomultiplicador para la detección de la fluorescencia, así como la óptica utilizada para éste. Finalmente se describen las pruebas de ruido y sensibilidad realizadas al sistema de detección.

4.1. Tubo fotomultiplicador

El tubo fotomultiplicador (al cual de ahora en adelante se nombrará como PMT por las siglas en inglés de *photomultiplier tube*) empleado es un Hamamatsu 1P28, el cual tiene una respuesta espectral que va de los 185 a los 650 nm, siendo 340 nm la longitud de onda de máxima respuesta. La longitud de onda de la fluorescencia buscada se encuentra en este rango de respuesta espectral, haciendo a este PMT óptimo para estas pruebas. El fotocátodo está hecho de cesio antimonio (Sb-Cs) con un tamaño útil mínimo de 8×24 mm. La temperatura de operación del PMT es de -80 a 50 C. El voltaje máximo que se puede suministrar entre cátodo y ánodo es de 1250 V DC. Esta información se puede hallar en la hoja de especificaciones del PMT 1P28 [24].

El PMT se encuentra dentro de una caja metálica (Universal PMT housing PD-438, figura 4.2). La caja cuenta con un agujero frontal de $1 \frac{1}{8}$ pulgadas de diámetro (28.58 mm). También cuenta con dos conexiones en la parte superior, una conexión MHV para el cable que suministra el alto voltaje (indicado con HV) que pone en operación al tubo y una conexión BNC para la corriente de salida del PMT (indicado con I). Esto restringe la entrada de luz al cátodo a únicamente el agujero frontal.

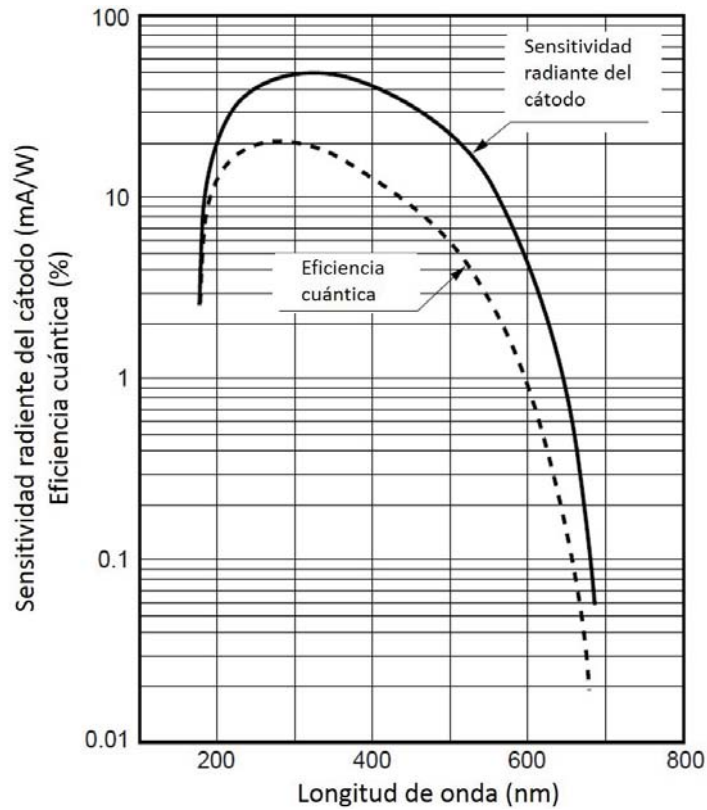


Figura 4.1: Gráfica de la longitud de onda contra la respuesta del cátodo en el PMT 1P28.

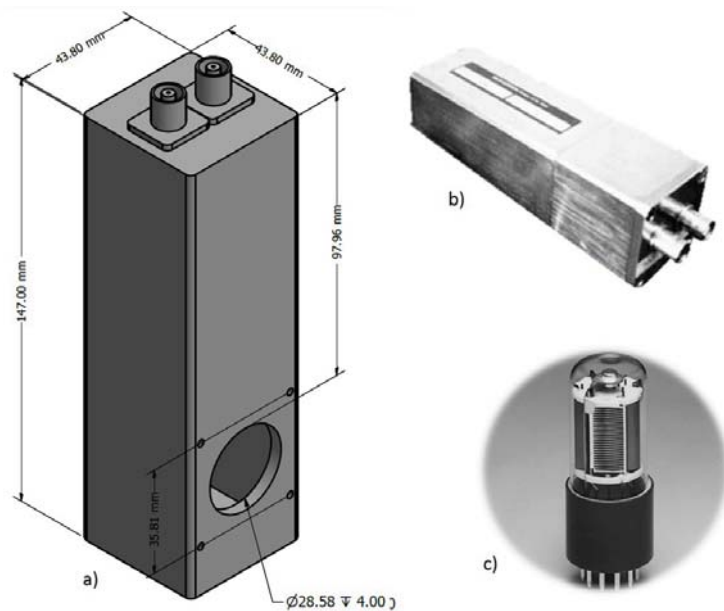


Figura 4.2: A) Diagrama de la caja metálica dentro de la cual está colocado el fotocátodo. B) Fotografía de dicha caja. C) Fotografía del fototubo que se encuentra dentro de la caja metálica.

4.1.1. Operación del PMT

El PMT funciona cuando hay una diferencia de potencial entre cátodo y ánodo que estimula el flujo de electrones a través de las placas del tubo. Para que dicha diferencia de potencial se presente es necesario suministrar al PMT con un alto voltaje. Para este fin se utilizó la fuente de un fotómetro Pacific Precision Instruments modelo 110 [25]. Dicho aparato está diseñado para brindar tanto el alto voltaje como la amplificación y medición de corriente necesarias para operar fototubos. El problema con este aparato es que sólo contaba con la sección de fuente de alto voltaje funcionando, por lo que fue necesario ocupar un amplificador de corriente aparte. La fuente brinda hasta 2000 V, suficiente para poner en operación al PMT, ya que hay que recordar que el voltaje máximo suministrado es de 1250 V. Más adelante, en la sección 4.3 se detalla el cómo se encontró el voltaje óptimo de operación.

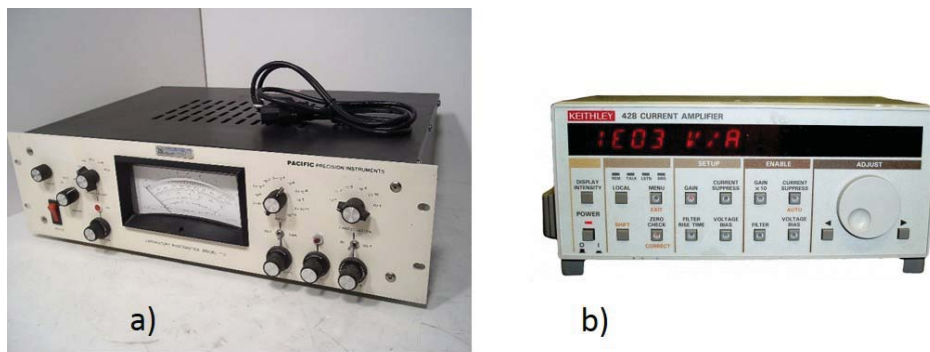


Figura 4.3: A) Fotómetro Pacific Precision Instruments modelo 110. La fuente de alto voltaje de este aparato fue la que se utilizó en el experimento. B) Amplificador de corriente Keithley 428-PROG.

Otro aparato esencial para el correcto funcionamiento del PMT es un amplificador de corriente que, como su nombre lo dice, amplifica y además convierte rápidas y pequeñas corrientes a voltaje. El amplificador de corriente cuenta con opciones de ganancia que van de los $10^3 V/A$ a los $10^{10} V/A$. Posteriormente el voltaje de salida puede ser fácilmente digitalizado o visualizado por un osciloscopio.

El amplificador cuenta con un filtro programable de $-12dB/octava$. Este filtro suaviza la señal para diferentes valores del tiempo de subida de la señal. Como se muestra en la figura 4.4 el tiempo de subida se define como el periodo requerido para que el voltaje de salida vaya del 10% al 90% del valor final de respuesta para una señal de escalón ideal. En la tabla 4.1 se muestran los valores de filtro de subida de tiempo que se pueden programar en el amplificador.

Tiempos de subida
10 μ s
30 μ s
100 μ s
300 μ s
1 ms
3 ms
10 ms
30 ms
100 ms
300 ms

Tabla 4.1: Opciones de filtro de tiempo de subida que se muestran en el display del amplificador.

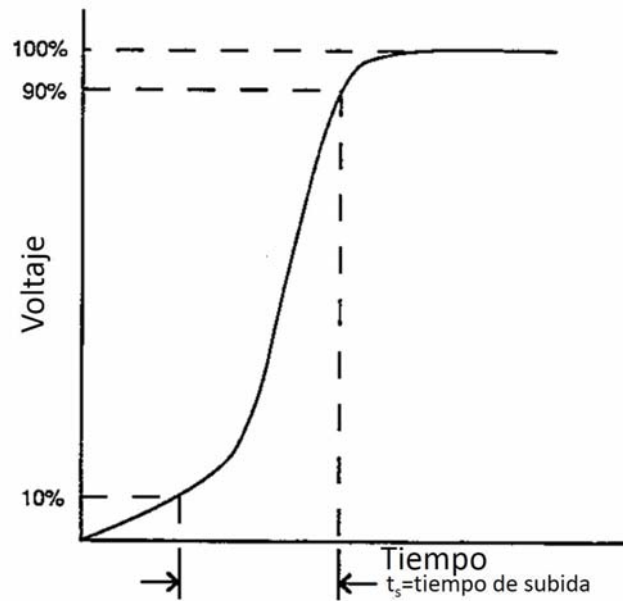


Figura 4.4: Definición del tiempo de subida.

4.2. Caracterización del filtro

Como se mencionó anteriormente, lo que el PMT hace es generar una corriente cada vez que luz, dentro del intervalo de longitudes de onda a los que es sensible el cátodo, incide en el cátodo de éste. El PMT es sensible a toda la región que va de los 185 nm a los 650 nm, por lo cual es necesario restringir su región de respuesta por dos razones:

- Reducir el ruido de la señal que genere el PMT.
- Evitar que la luz del cuarto contribuya como ruido a la señal del PMT.

4.2. Caracterización del filtro

Para lograr filtrar toda la región del espectro que no interesa medir, se utilizó un filtro Melles-Griot. En el laboratorio ya se contaba con un filtro cuya caracterización formó parte de este trabajo. Para esto fue necesario hacer uso de un espectrómetro Acton Spectra-Pro 2150i. Este aparato permite descomponer un haz de luz en sus componentes espectrales por medio de una rejilla de 1200 líneas/mm. Cuenta con una ranura de entrada para hacer incidir la luz dentro del espectrómetro. En el otro extremo se tiene la ranura de salida a través de la cual sale el haz difractado. Dicho haz puede ser barrido gracias a la rejilla giratoria que se encuentra dentro del espectrómetro. A la salida del espectrómetro se coloca un fotodetector para que registre el barrido de longitudes de onda que realiza la rejilla. El fotodetector que estaba conectado al espectrómetro era un detector InGaAs de infrarrojo cercano Acton modelo ID-441. El espectrómetro viene con un aparato llamado SpectraHub que digitaliza la señal de salida del fotodetector. Conectando el espectrómetro al SpectraHub es posible sincronizar la señal del fotodetector con el barrido de la rejilla giratoria. Esta información es llevada a la computadora que permite visualizar el espectro completo de la luz fuente [28].

Para medir la acción del filtro, se colocó el PMT como fotodetector a la salida del espectrómetro, reemplazando al ID-441. Utilizando un LED de luz blanca como fuente y comparando los espectros que se obtienen con y sin filtro, se pudo caracterizar la acción del filtro sobre el PMT. Dicha configuración se puede observar en la figura 4.5. El espectrómetro cuenta con una ranura de salida de apertura micrométrica variable. Con ésta, es posible regular la entrada de luz al cátodo y evitar que éste se quemara por exceso de luz.

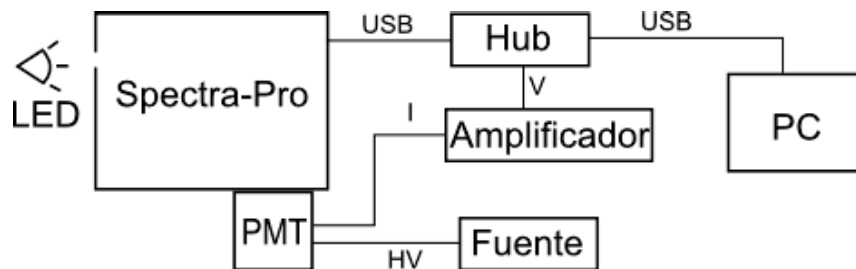


Figura 4.5: Diagrama del arreglo experimental utilizado para la caracterización del filtro. Una fuente de alto voltaje suministra al PMT, la corriente de salida del PMT llega a un Amplificador que a su vez lleva la señal al HUB. El H=UB sincroniza los tiempos de barrido del SPECTRA-Pro con la señal del PMT y manda dicha información a la computadora para mostrar el espectro del LED.

Para lograr dicho arreglo experimental fue necesario construir una montura que permitiera la instalación del PMT frente a la ranura del espectrómetro. La montura (que llamaré E), además permite que el filtro se coloque frente al orificio de entrada al cátodo. La montura E consiste de dos piezas que llamaré A y B. Ambas piezas

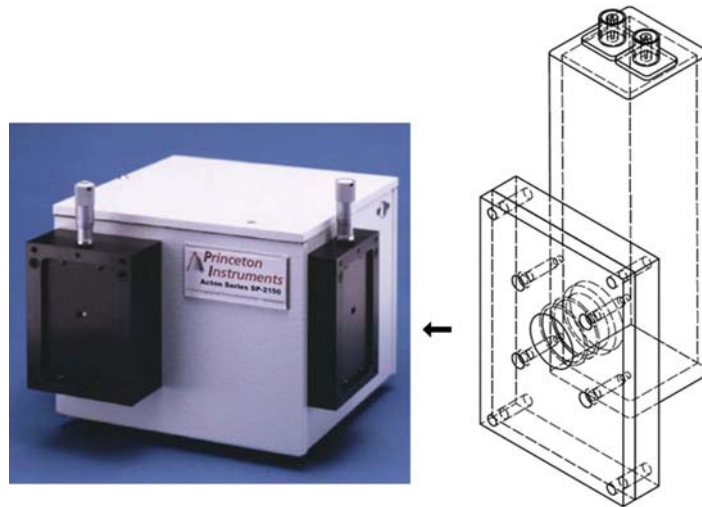


Figura 4.6: Diagrama de la montura que se construyó para adaptar el PMT al Spectra-PRO y sostener el filtro frente al cátodo. A la derecha se observa la salida a la cual se unió el PMT.

cuentan con agujeros para atornillar la montura E al PMT y al espectrómetro. Cuenta con una apertura circular central de 0.9 pulgadas de diámetro para el paso de luz a través de la ventana de apertura del PMT y la ranura de salida del espectrómetro. La diferencia entre estas dos piezas está en que la pieza A cuenta con un escalón en el orificio de apertura en el que se coloca el filtro. La pieza B es más delgada y funciona como tapa para sostener el filtro entre estas dos piezas. En la figura 4.6 se muestra un dibujo de ambas monturas unidas y colocadas en el PMT. Para ver con más detalle los planos de construcción de dichas piezas, estos se encuentran en el apéndice A en las figuras C.1 y C.2.

Utilizando un voltaje de 500 V en la fuente de poder y una amplificación de salida de $10^3 V/A$, se prosiguió a tomar los espectros del LED blanco. Este voltaje no es el óptimo para la operación pero se ocupó este valor porque aún no se determinaba dicho valor óptimo, se ocupó un valor de voltaje alejado de los 1250 V de voltaje máximo que se le puede suministrar al PMT. No fue necesario ocupar filtrado de ruido en el amplificador ya que el SpectraHub realiza dichas funciones al digitalizar la señal. En la figura 4.7 se muestra el espectro tomado sin filtro.

Como ya se mencionó la fuente de luz utilizada para la caracterización fue un LED blanco, de modo que debería de tener componentes en toda región del espectro visible. Es por esto que en el espectro de la figura 4.7 sólo la región de los 450 a los 650 se ve respuesta. Adicionalmente hay que recordar que la respuesta espectral del PMT utilizado va de los 185 nm a los 650 nm. Al colocar el filtro y comparar ambos espectros se verá la acción del filtro.

Cuando se coloca el filtro la señal desaparece excepto en la región que se muestra en la figura 4.8. Como se observa en la figura 4.8 una vez que el filtro se coloca frente al cátodo, únicamente deja pasar las longitudes de onda alrededor de los 410 nm a 425 nm aproximadamente. Ajustando con una curva Gaussiana (curva roja en la figura 4.8) se tiene que el pico máximo de transmisión está en los 421 ± 0.03 nm y se tiene un ancho de línea de 7 ± 0.1 nm. Como la fluorescencia que se desea medir es de 420 nm será posible trabajar con este filtro sin problema alguno.

4.3. Voltaje de operación

El siguiente paso a seguir es determinar el voltaje de operación del PMT. Esto con la finalidad de obtener la mejor señal a ruido posible. Para esto el voltaje de salida del PMT se mide con un multímetro mientras el voltaje suministrado se varia y mide con los valores que la aguja del medidor marca. Como fuente de luz se utiliza de nuevo el LED blanco, salvo que ahora, en vez de hacer un barrido de su espectro, se fija la rejilla giratoria del espectrómetro para que únicamente la longitud de onda de 420 nm salga de la ranura de salida del espectrómetro. Así se mide la señal en función del voltaje suministrado con y sin fuente, esto para determinar la razón de señal a ruido.

En la figura 4.9 se muestra la señales obtenidas siguiendo el proceso descrito. En negro la señal de salida, en azul la señal de ruido y en rojo la razón de señal a ruido. Como se observa, la meseta se encuentra en la región comprendida de los 940 V a 1010 V, de modo que el PMT debe de ser operado en esta región.

4.4. Detección de fluorescencia

Con el filtro ya caracterizado y el voltaje de operación determinado se puede echar a andar el PMT para iniciar las pruebas de detección. Para detectar la fluorescencia es necesario diseñar un dispositivo que permita generar la fluorescencia y llevarla lo más eficientemente posible al cátodo del PMT, procurando minimizar el ruido. Dentro de las posibles fuentes de ruido se encuentran:

- Luz de cuarto
- Láseres (SX-I y SX-II) responsable de las transiciones atómicas y de la generación de fluorescencia
- Campos magnéticos externos que afecten la separación de los niveles atómicos
- El ruido asociado a la detección misma de la fluorescencia. Esto es, el ruido propio de la señal de fluorescencia.

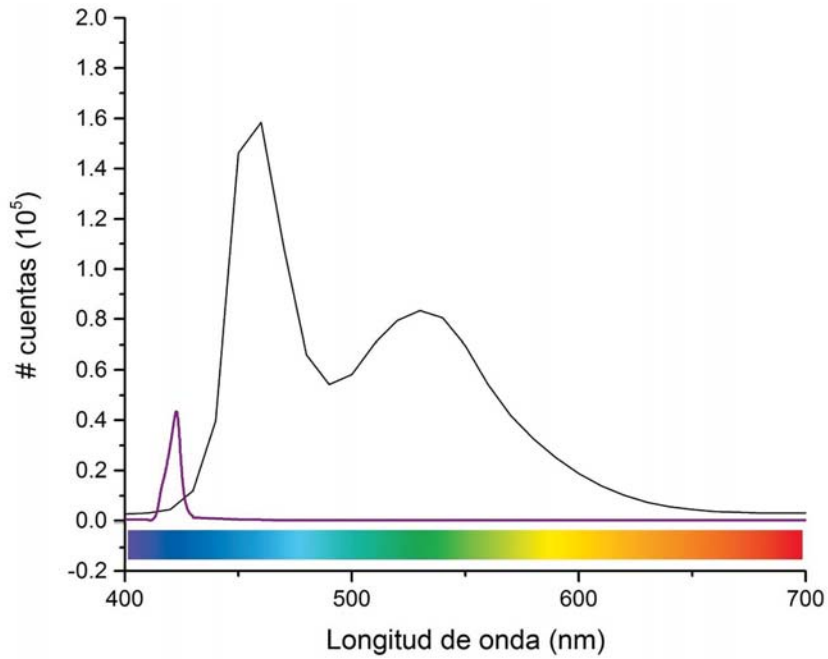


Figura 4.7: En negro: espectro de emisión de la fuente de LED blanco tomada por el PMT 1P28 sin filtro. En violeta: espectro de emisión del mismo LED blanco cuando se añade el filtro.

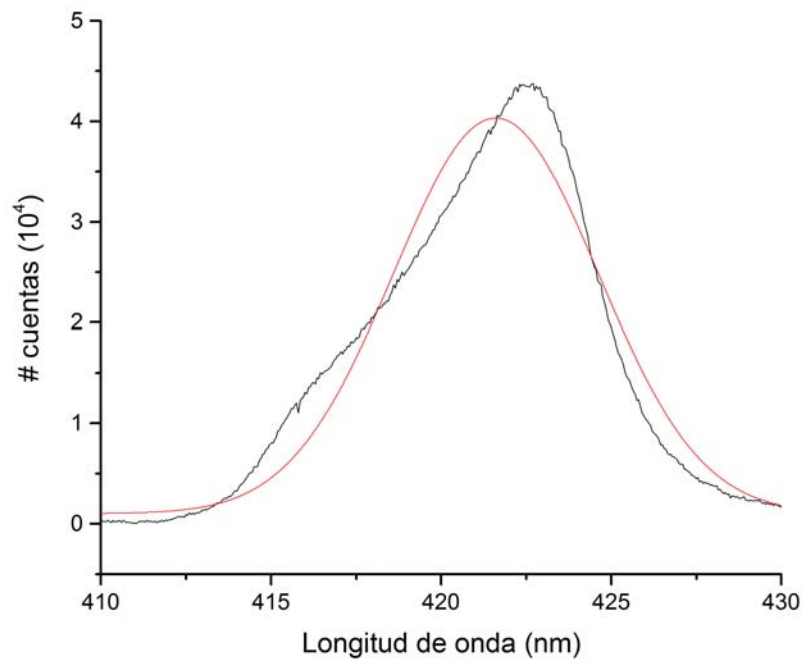


Figura 4.8: Sección del espectro obtenido por el PMT 1P28 una vez que se coloca el filtro. En toda la región que no se muestra la señal era cero. La curva negra es la señal directa del PMT y la roja es la curva que se ajustó.

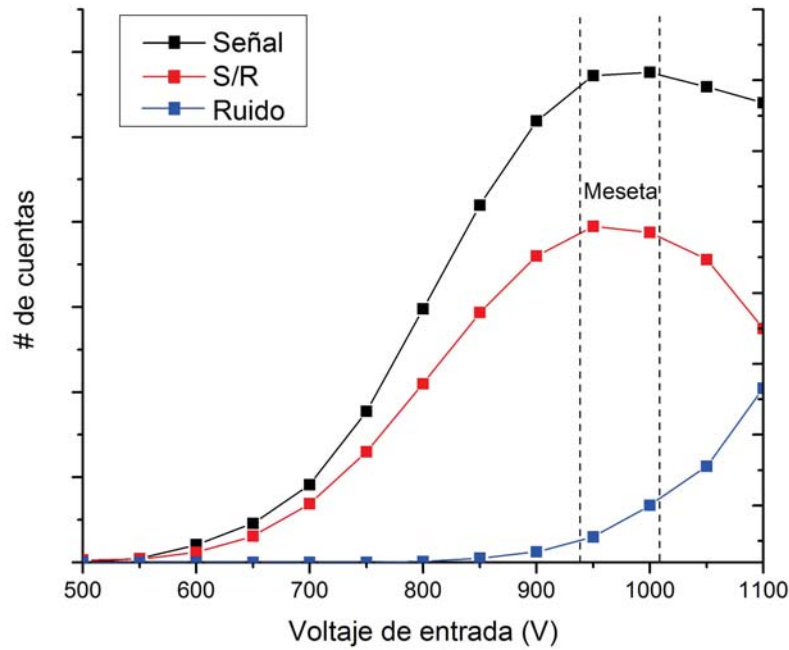


Figura 4.9: En negro, curva de la señal contra el voltaje suministrado al PMT. En rojo se observa la curva de la razón de la señal a ruido a diferentes valores de voltaje suministrado. En azul se marca el ruido en función del voltaje de entrada. Se marca la zona dentro de la cual se encuentra la meseta que determina los voltajes óptimos de operación. Las curvas no están a escala en el eje Y.

Como se menciona en el capítulo 3, el proceso de sintonía de los niveles hiperfinos se lleva a cabo a través de la obtención de espectros y anclado de láseres por espectroscopia de saturación y polarización. Cuando ambos láseres se encuentren debidamente sintonizados el proceso de generación se hará presente a través de toda la línea dentro de la celda en donde ambos láseres se traslapan. Con la ayuda de una lente dicha línea de fluorescencia debe de ser llevada al cátodo del PMT. En la figura 4.10 se ilustra dicho proceso.

La luz de cuarto incluye todas las fuentes de luz ajenas al experimento como lo son los focos del laboratorio, iluminación de los displays y reflejos de cualquier fuente de luz presente. Parecería que la presencia del filtro debería de bastar para bloquear el paso de la luz proveniente de las fuentes externas, sin embargo hay dos razones por la cual el filtro no es suficiente. En primer lugar porque las fuentes externas de luz no están caracterizadas, pueden tener componentes en 420 nm que pasarían sin problemas al filtro. En segundo lugar, aunque no contaran con dicha longitud de onda específica, las demás componentes que no son 420 nm no son bloqueadas al 100%. Esta pequeña porción que no es filtrada puede ser comparable con la cantidad de luz proveniente de la fluorescencia ya que la luz del cuarto es muchísimo más abundante que la fluorescencia.

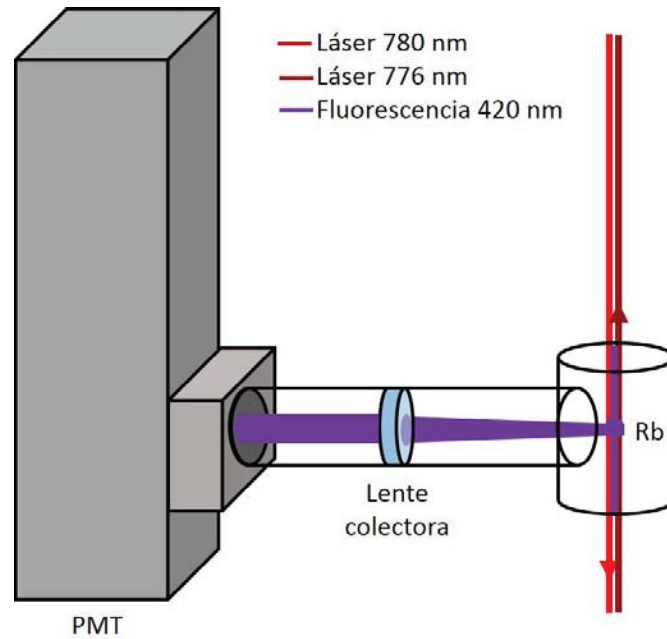


Figura 4.10: Diagrama de la generación y detección de la fluorescencia de 420 nm. Es importante notar que la fluorescencia se genera en el traslape de los láseres dentro de la celda y que emite en todas direcciones. La lente lo que hace es aumentar el ángulo sólido para así llevar una mayor cantidad de fluorescencia al cátodo.

La solución más directa sería apagar toda fuente de luz externa sin embargo hacer esto limita la practicidad de la operación del experimento ya que sería necesario trabajar en la oscuridad total cada vez que se quisiera echar a andar en PMT. Hay que considerar que existen dos caminos de la luz que se deben de mantener libres y sin obstrucciones, en primer lugar el de los láseres contrapropagantes SX-I y SX-II y en segundo, el camino que lleva la fluorescencia de la celda de rubidio al cátodo del PMT. La solución de esto será a partir de una cubierta que envuelva a la celda de rubidio y cuente únicamente con dos agujeros de cada extremo para la entrada y salida de ambos láseres, además de un tercer agujero que permita la salida de la fluorescencia de la celda al cátodo del PMT. De este tercer agujero se colocará un tubo que aisle de fuentes externas de luz el camino hasta la entrada de apertura del PMT y de acceso al cátodo.

Para llevar a cabo lo mencionado anteriormente fue necesario construir una serie de monturas que cumplieran con las características requeridas. Podemos separar dicha montura en tres partes:

1. La pieza que unirá el PMT con el tubo donde pasa la fluorescencia y permite la colocación del filtro de 420 nm. Se nombrará M1 (figura 4.11).
2. El tubo que transporta la fluorescencia de la celda de rubidio al PMT. Se nombrará M2 (figura 4.12).

3. La cubierta que aísla a la celda de rubidio de la luz del cuarto. Se nombrará M3 (figura 4.13).

La función de la pieza M1 es sostener el filtro frente al agujero de apertura del PMT, conectar al tubo M2 que transporta la fluorescencia y sostener el PMT a la mesa óptica. El diseño y función es similar a la montura hecha para el Spectra-Pro (figuras 4.6, C.1 y C.2). Análogamente el filtro queda sostenido entre las dos partes que conforman a la pieza, llamadas M1b para la parte que se atornilla al tubo M2 y M1a para la parte que se atornilla al PMT. El orificio de apertura frente al filtro cuenta con una cuerda para atornillar la pieza M1b al tubo M2. Adicionalmente la pieza M1b cuenta con un agujero en la parte inferior en el cual se puede atornillar un poste que la fije a la mesa óptica. A continuación en la figura 4.11 se muestra un diagrama de como luce la pieza. En el apéndice se encuentra el plano de construcción en la figuras C.3 y C.4.

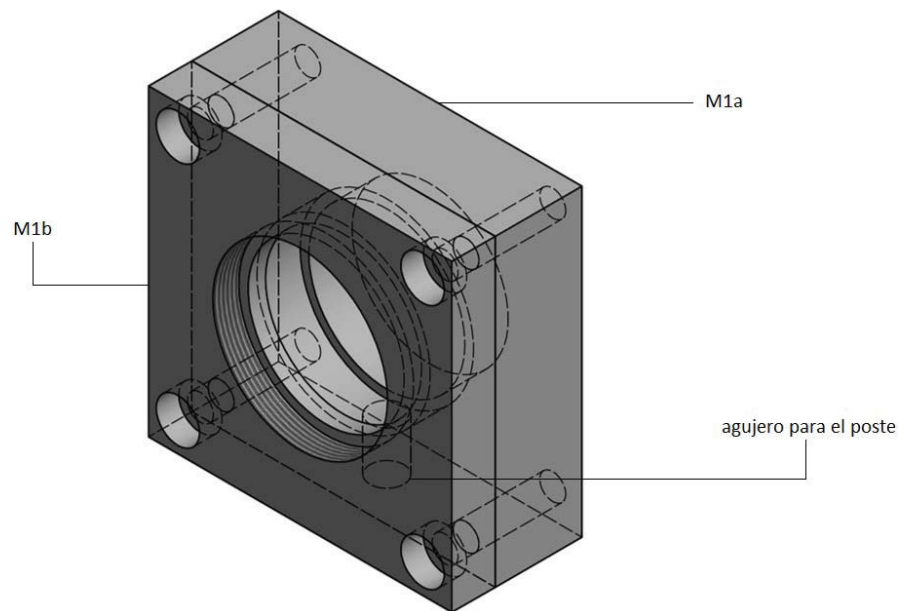


Figura 4.11: Dibujo de la pieza M1 utilizada para la montura del PMT.

El tubo M2 (figura 4.12) bloquea el paso de la luz del cuarto en la sección que va desde el punto en el que se genera la fluorescencia hasta que ésta llega al cátodo. Esto se logrará cubriendo todo ese tramo dentro de un tubo que conecte la montura M3 (dentro de la cual se encuentra la celda de rubidio) a la montura M1 del PMT. Para captar la mayor cantidad de fluorescencia se utiliza una lente que enfoque el haz de dicha fluorescencia en el cátodo. Es por esto que el tubo necesita poder acomodar una lente dentro de él. La lente (erroneamente) utilizada es una LB1761-A¹, biconvexa, de una pulgada de diámetro, con una distancia focal de 25.4 mm y un

¹Originalmente el sistema estaba pensado para acomodar dentro del tubo SM1L20 una lente LB1901-A con distancia focal de 75 mm con la finalidad de que la fluorescencia se encontrará en

recubrimiento antirreflejante en el rango de los 350 a los 700 nm

El tubo consiste de dos piezas, ambas de Thorlabs, la SM1L20 y SM1V05. En la figura C.5 se muestra un diagrama de la pieza de SM1L20 y en C.6 el diagrama de la pieza SM1V05. Ambos son tubos con diámetro interno de 1 pulgada. Un extremo de la SM2V05 tiene una sección con cuerda externa que se atornilla dentro del tubo SM1L20. Con esta característica será posible variar la longitud del tubo M2 y así ajustar el foco para optimizar el enfoque de la fluorescencia.

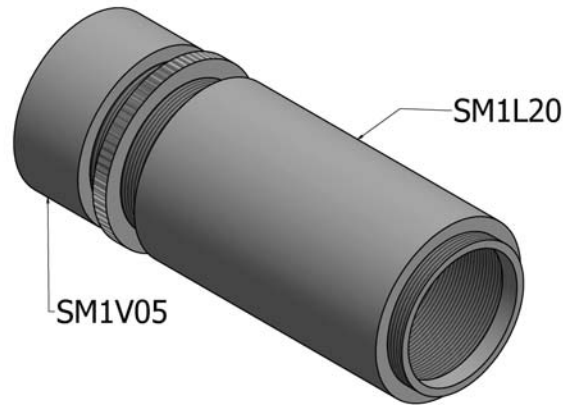


Figura 4.12: Dibujo de la pieza M2 utilizada para la montura del PMT. Se señalan los dos tubos que la conforman, el tubo SM1L20 y el SM1V05.

El tubo M2 va conectado a la montura M3 que envuelve a la celda de rubidio. La montura M3 (figura 4.13) cuenta con dos ranuras en sus extremos para la entrada de los láseres hacia la celda, con un agujero para colocar un poste y con un agujero frontal para ser conectada con el tubo M2. El tubo M2 y la montura M3 fueron unidos con plastilina epóxica para así evitar que luz se filtrara a través de la unión.

La pieza fue construida a partir de 5 piezas de PVC convencionales. En la figura 4.14 se observan dichas piezas y la manera en la cual se ensamblaron. En el apéndice se encuentran los diagramas con las dimensiones de las piezas utilizadas en las figuras C.7, C.8 y C.9. Con un taladro se hicieron el agujero frontal, el agujero para poste y las ranuras. El interior de la montura M3 se recubrió con hule espuma gris oscuro, ésto para proteger a la celda y fijarla dentro de la montura. Para evitar reflejos de luz, cada una de las piezas que conforman a la montura fue pintada negro mate. Finalmente el tubo se recubrió con una lámina de metal μ a lo largo de su superficie curva, esto para aislar la celda de rubidio de campos magnéticos. La montura terminada se observa en la figura 4.15.

Una vez que todas las piezas estuvieron listas, sólo basta ensamblar todo, colocar el filtro de 420 nm dentro de la montura M1, la lente colectora dentro del tubo

el foco de la lente. Pero erróneamente se colocó la lente LB1761-A. Debido a que este error se descubrió hasta después de realizadas todas las mediciones, el análisis se llevará a cabo cargando dicho error. Dicho análisis se detalla en la sección 4.5 de Thorlabs (figura C.10).

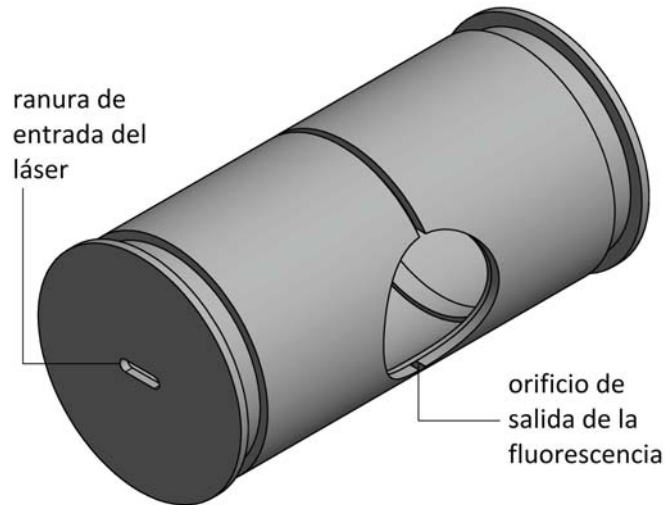


Figura 4.13: Dibujo de la pieza M3 utilizada para la montura del PMT.



Figura 4.14: Fotografía de las piezas con las cuales se construyó la montura M3. Se observa el recubrimiento interior de hule espuma que se utilizó para proteger la celda y fijarla dentro de la montura M3.

SM1L20 del tubo M2 y la celda de rubidio dentro de la montura M3. Posteriormente se puso en operación el PMT conectando la fuente de voltaje y el amplificador de igual forma que como se señala en la sección 3.3 salvo que ahora se monitoreó la salida del amplificador con un osciloscopio. Con todo esto conectado ya se está listo para iniciar las pruebas de búsqueda de la fluorescencia poniendo en operación el sistema de los láseres SX-I y SX-II.



Figura 4.15: Fotografía de la montura M3 ya terminada. La montura ya está pintada de negro mate, forrada por una capa de metal μ y con el poste colocado para fijarla a la mesa óptica. En el agujero frontal se observa que ya está pegado el tubo SM1V05 con plastilina epóxica.

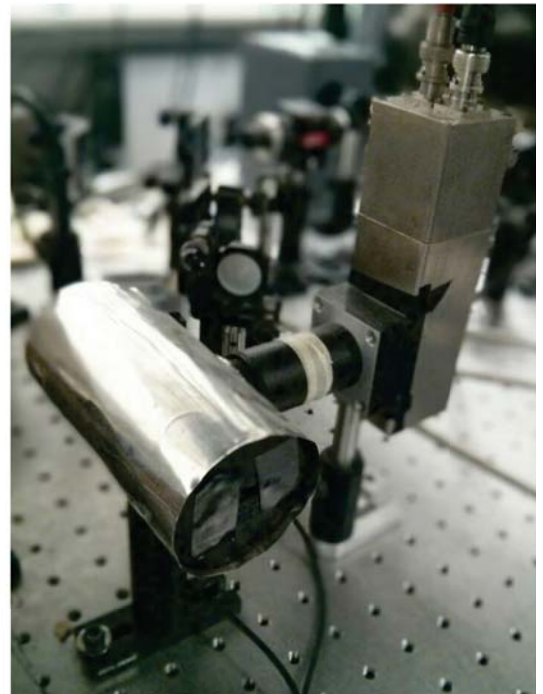
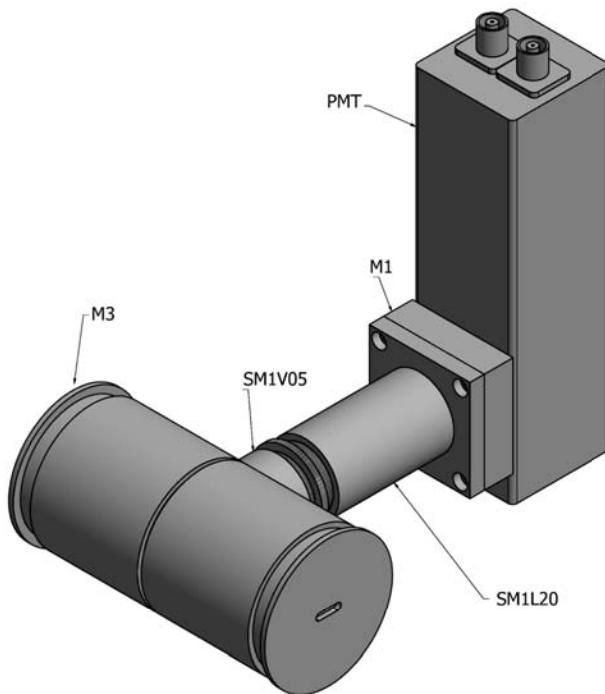


Figura 4.16: Dibujo (izquierda) y fotografía (derecha) del dispositivo de detección y generación de fluorescencia ya ensamblado. Se señala cada una de las piezas que lo conforman.

4.5. Sistema óptico

La lente colectora tiene la función de captar la mayor cantidad de luz del hilo de fluorescencia y llevarla al cátodo. Dicho hilo de fluorescencia es el que se forma debido a la superposición de los láseres SX-I y SX-II, su sección transversal es una elipse con 4.8 mm en el eje mayor por 2.6 mm en el eje menor.

Lo ideal en este caso es reducir la distancia entre la lente colectora y la fluorescencia para así aumentar el ángulo sólido y captar la mayor cantidad de luz. Posteriormente llevar dicha porción de luz de manera íntegra al cátodo del PMT. La idea original para el sistema óptico era utilizar una lente con distancia focal de 75 mm, colocarla a la distancia focal (minimizando la distancia entre fluorescencia y lente), enviando la luz colimada directamente al cátodo del PMT. Debido a que el diámetro de la lente y el cátodo son iguales, el haz colimado iba a garantizar que la luz colectada llegará al PMT sin pérdidas.

Sin embargo, como ya se mencionó anteriormente en el pie de nota 1, después de realizadas las pruebas se sacó la lente colectora del sistema de detección y al revisarla se descubrió que su distancia focal no era de 75 mm sino de 25.4 mm. Para ver si la presencia de esta lente afecta de algún modo la detección, será necesario analizar el sistema óptico que se tiene.

El sistema óptico con el cual se estuvo trabajando a lo largo del experimento es el que se muestra en la figura 4.17. El diagrama y trazado de rayos de la figura 4.17 se encuentra a escala. Para los cálculos realizados se consideró a la lente colectora como una lente delgada. Al estar la fluorescencia colocada a 75 mm de la lente colectora la imagen se formará 38.4 mm después de la lente. Tomando los haces marginales originados de la línea de fluorescencia y captados por la lente colectora se puede observar que después de ser enfocados dichos rayos caen dentro del cátodo, garantizando que al menos esa porción de luz capturada sea llevada en su totalidad al PMT.

Si bien esta configuración óptica no es la óptima que se puede utilizar con los elementos ópticos disponibles, sí ofrece la ventaja de aumentar el ángulo sólido de la fluorescencia que lleva al PMT. Aún así esta configuración fue la que se usó a lo largo de las pruebas presentadas en este texto y sirvió para observar y analizar la fluorescencia de manera satisfactoria.

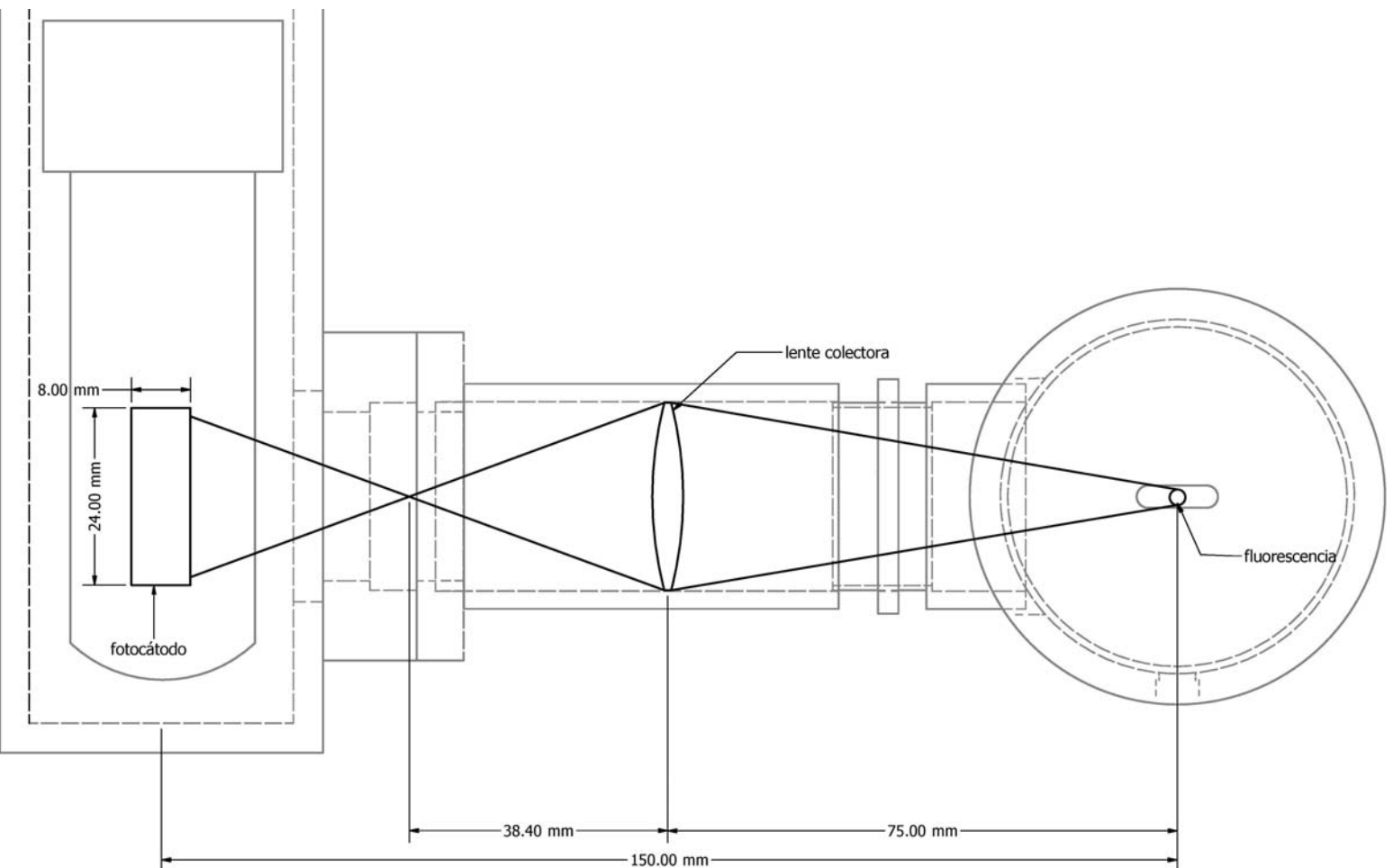


Figura 4.17: Diagrama del sistema óptico utilizado dentro del sistema de detección. La figura está a escala para apreciar como llegan los haces marginales al cátodo del PMT.

4.6. Parámetros de operación

Con el desarrollo expuesto hasta este punto ya es posible operar el sistema de detección para hacer pruebas de fluorescencia. Los parámetros que se pueden variar en el sistema de detección se exponen a continuación:

- El voltaje de operación se encuentra entre los 940 V y 1010 V. Este valor se puede variar entre dicho intervalo para modificar la amplitud de la señal de fluorescencia. Debido a que el intervalo se encuentra en la meseta de la curva señal a ruido el variar dentro de estos valores no repercutirá en la calidad de la señal.
- La ganancia del amplificador va de los $10^3 V/A$ a los $10^{10} V/A$. típicamente se utilizó a lo más $10^5 V/A$. Lo único que se debe de cuidar aquí es que el amplificador no se sobrecargue, cuando esto sucede el mensaje *overload* aparece en el display del amplificador.
- Los valores de filtro de tiempo de subida del amplificador. Se ocuparon filtros de $30\mu s$ y $100\mu s$ en las pruebas.

4.7. Análisis de ruido

Se identificaron 3 posibles fuentes de ruido que estarían presentes en la detección de la fluorescencia, las cuales son:

- La luz del cuarto. Originado por las fuentes de luz externas como es iluminación del laboratorio.
- Los láseres SX-I y SX-II. Específicamente el del SX-I, ya que la porción de átomos que decaen del estado $5D_{3/2}$ por la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{3/2}$, emite fluorescencia de 780 nm.
- El ruido originado en la generación de la fluorescencia.

Cada uno de estas fuentes de ruido puede ser estudiada por separado, poniendo en operación al PMT para visualizar individualmente cada una de las señales resultantes. Para realizar estas pruebas se puso en operación al PMT a una corriente de 950 V y una ganancia de $10^6 V/A$, sin ocupar el filtro del amplificador. El valor de ganancia del amplificador se escogió de tal manera en que la señal de fluorescencia era máxima sin sobrepasar el límite del amplificador. Hay que aclarar que estas pruebas se realizaron previas a la optimización de la fluorescencia. En la figura 4.18 se observan las señales de cada una de estas fuentes.

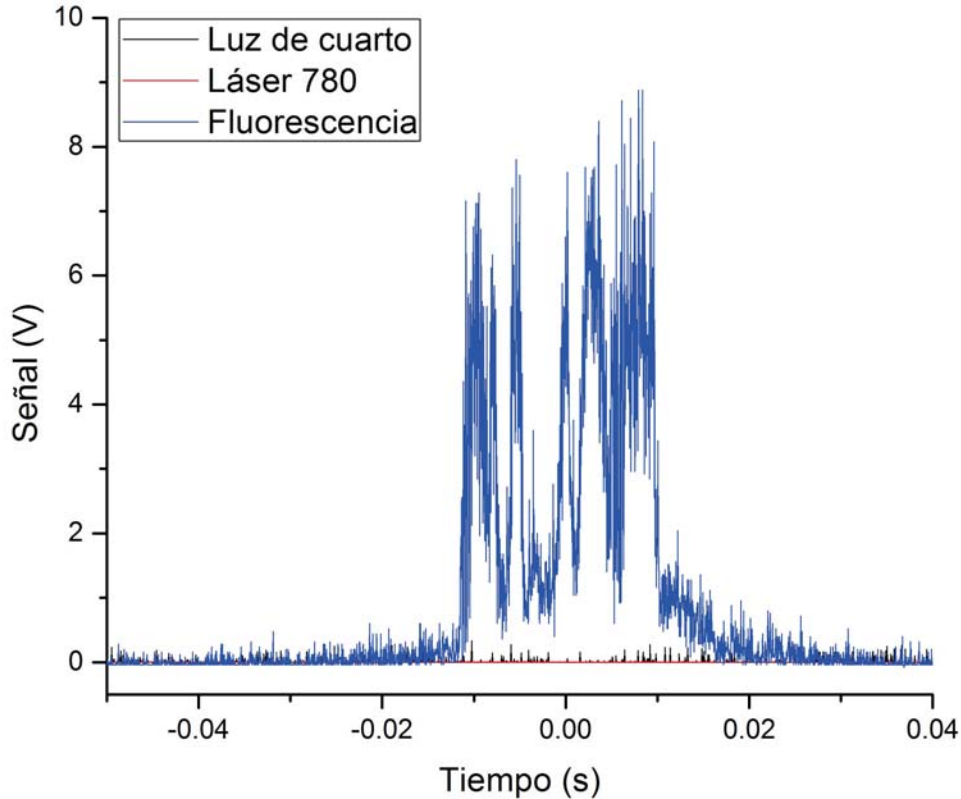


Figura 4.18: Gráfica de las fuentes de ruido tomadas por el PMT. En negro se muestra la señal del ruido de la luz de cuarto, en rojo el ruido de solamente el láser 780 y en azul el ruido de la fluorescencia cuando se tienen los dos láseres operando cerca de sintonía.

Para medir la amplitud de cada una de estas señales de ruido y poder comparar y evaluarlas entre ellas se utilizaron dos parámetros, la amplitud pico a pico y la amplitud media cuadrática. Como su nombre lo indica la amplitud pico a pico toma en consideración los valores máximos y mínimos absolutos de la señal. Por otro lado la amplitud media cuadrática se obtiene a partir de la transformada rápida de Fourier y evalúa la desviación estándar de las amplitudes contenidas en la señal de ruido [21].

Como referencia inicial se hizo una medición del la corriente oscura del sistema de detección. La corriente oscura es la señal que el PMT despliega cuando no hay fuentes de fluorescencia. La amplitud pico a pico de esta señal es de 0.012 V.

En el caso del ruido de los láseres SX-I y SX-II operando individualmente, la señal que se observa es idéntica a aquella que se observa cuando se echa a andar el PMT sin ninguna fuente de luz presente (señal de corriente oscura). Es decir el PMT era incapaz de detectar la luz proveniente de dichas fuentes. Esto no es de sorprender debido a que como ya se discutió en las secciones 4.1 y 4.2, el PMT utilizado no responde en la región del infrarrojo en la cual operan de los láseres SX-I y SX-II

(780 y 776 nm), aunado al hecho de que el filtro utilizado frente a la ventana de entrada del PMT reduce significativamente la respuesta del PMT fuera de la región cercana a los 420 nm (como se observó en la figura 4.8).

Como no existe respuesta del PMT para ninguno de los láseres, ambas señales se encuentran representadas por la curva roja de la figura 4.18. La señal de ruido de los láseres trabajando individualmente tiene una amplitud pico a pico de 12 mV y una amplitud media cuadrática de 0.05 mV.

En la curva negra de la figura 4.18 se observa el ruido asociado a la luz de cuarto. Estas mediciones se obtuvieron al registrar la señal del PMT cuando ambos láseres se encontraban apagados y las lámparas del laboratorio prendidas. Se observó que la amplitud pico a pico de éste ruido es de 350 mV y una amplitud media cuadrática de 1.5 mV.

Por último, en la curva azul de la figura 4.18 se ve la señal generada por el ruido que se tiene cuando aparece la fluorescencia, esto es, cuando se tienen ambos láseres sintonizados alrededor de la transición de dos fotones $5S \rightarrow 5P \rightarrow 5D$. En la parte central de la curva azul se observan los picos de las transiciones atómicas producto del decaimiento del estado 6P (véase la sección 2.3). Debido a que estas pruebas eran preliminares y aún no se optimizaba la apariencia de la señal, la señal central se muestra ruidosa. Si se miden la amplitud del ruido fuera de la señal central de fluorescencia, se obtiene una amplitud pico a pico de 560 mV y una amplitud media cuadrática de 3.8 mV.

4.8. Límites de sensibilidad

El sistema de detección no sólo se quiere ocupar para detectar las transiciones dipolares que se discuten en este texto, sino que también se busca detectar transiciones cuadrupolares eléctricas. Al ser las transiciones cuadrupolares considerablemente menos probables será necesario tener una referencia del funcionamiento del sistema de detección a bajos niveles de potencia en la fluorescencia.

El procedimiento para analizar esto fue muy simple. Debido a que la potencia de la fluorescencia está directamente relacionada con la cantidad de átomos que decaen del estado 6P al estado base y a su vez la cantidad de átomos que llegan al estado 6P depende de la cantidad de átomos que suben por medio de la transición de dos pasos $5S \rightarrow 5P \rightarrow 5D$, entonces, si se reduce la potencia del láser SX-I se reducirá la cantidad de átomos que viajan del estado 5S al 5P y por consiguiente los átomos que decaen del estado 6P.

De esta manera se puede analizar la amplitud de la señal de fluorescencia en función de la potencia del láser SX-I. Para ir reduciendo gradualmente la potencia del láser se utilizó una rueda atenuadora Thorlabs NDC-100C justo antes del paso

del haz SX-I a la celda de rubidio. En la figura 4.19 se muestra la gráfica de dichas señales. Para estos datos se ocupó una ganancia de 10^7 V/A en el amplificador.

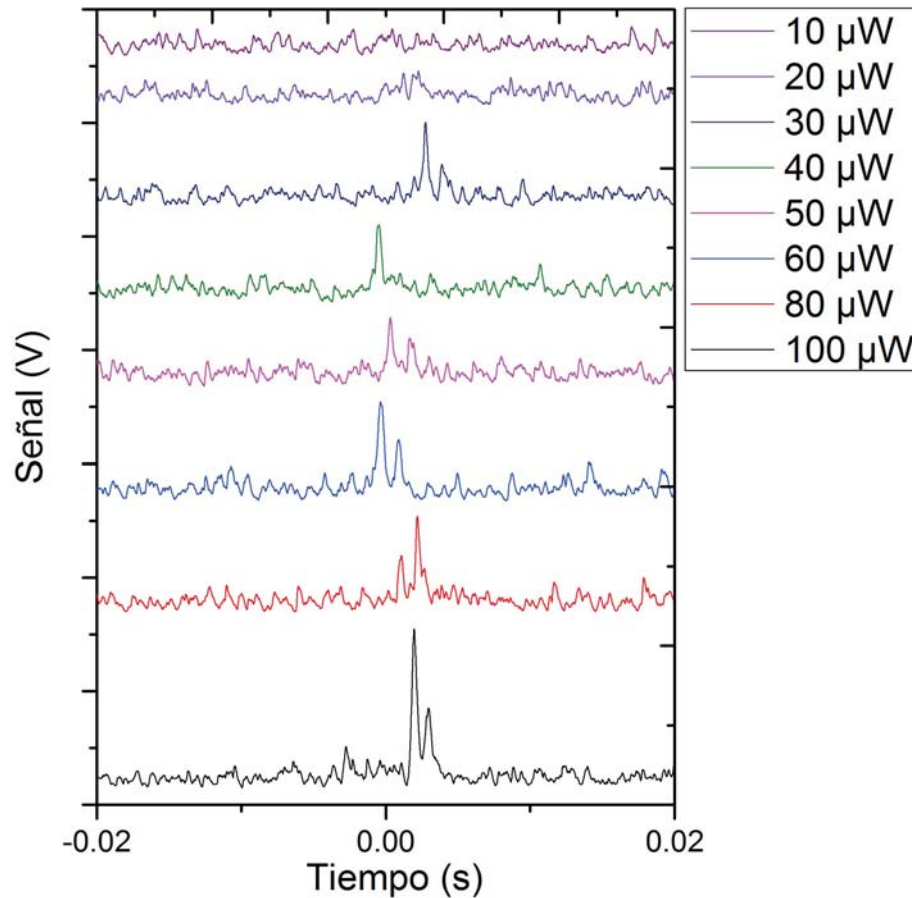


Figura 4.19: Señales de fluorescencia para diferentes valores de potencia en el láser SX-I marcados en diferentes colores.

Como se puede observar en la figura 4.19 la señal se alcanza a apreciar hasta los 30 μ W, volviéndose indistinguible del ruido en los 10 μ W. La potencia habitual con la que se trabajó en el láser SX-I para obtener espectros de fluorescencia óptimos fue de alrededor de 300-500 μ W. Esto muestra el límite de sensibilidad que se tiene para el sistema de detección en el estado que se presenta en este capítulo. Si se quisiera buscar señales aún más pequeñas sería necesario implementar otras medidas como lo son, enfocar los haces de los láseres SX-I y SX-II dentro de la celda de rubidio, usar un sistema de detección en fase y cambiar la lente colectora. Sin embargo para las pruebas presentadas en este texto la configuración actual resultó suficiente para obtener resultados.

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a través del sistema de detección expuesto en el capítulo 4. Se estudia la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P \rightarrow 5D$ bajo diferentes esquemas de anclado, viendo los efectos que éste tiene en las poblaciones de átomos en el estado final.

Además se estudia la estructura hiperfina del nivel $5D_{3/2}$ en los isótopos de rubidio 85 y 87, midiendo las separaciones hiperfinas de dicho nivel así como sus constantes de acoplamiento hiperfino, magnética dipolar A y eléctrica cuadrupolar B.

5.1. Introducción

El dispositivo experimental se muestra en la figura 5.1. Consta de dos partes. En la primera se hacen interactuar dos láseres con los átomos de rubidio en una celda a temperatura ambiente. En la segunda parte del dispositivo experimental se hace la espectroscopia entre los niveles $5P_{1/2}$ y $5D_{3/2}$. Los dos son láseres de diodo con retroalimentación de cavidad extendida (véase sección 3.7). Uno de ellos emite a 780 nm (SX-I), con el que se puede excitar la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ en rubidio. El otro láser emite a 776 nm (SX-II) y es el responsable de excitar la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$.

Dentro de las líneas punteadas azules de la figura 5.1 se encuentran los elementos de la espectroscopia de polarización [17]. El haz de 780 nm sale del láser SX-I y posteriormente un portaobjetos lo divide, reflejando aproximadamente 10% del haz a la espectroscopia de polarización. El porcentaje de luz restante va a la espectroscopia de dos fotones. Los detalles del arreglo experimental usado en el Laboratorio de Átomos Fríos ya se discutió en la sección 3.6.

Como ya se mencionó en el párrafo anterior, el haz de 780 nm transmitido por el primer portaobjetos se dirige hacia la espectroscopia de dos fotones. En la figura 5.1 los elementos de la espectroscopia de dos fotones se encuentran dentro de la línea

negra punteada. Un retardador de $\lambda/2$ convierte la polarización de este brazo del haz de 780 nm en polarización lineal a 45 grados con respecto a la horizontal. Después el haz de 780 nm se redirige por medio de un espejo para que pase dentro de la segunda celda de rubidio. Después del paso por la celda, un portaobjetos refleja una pequeña porción del haz hacia la caja de fotodiodos. Antes de entrar a la caja una lente enfoca al haz en los fotodiodos. Dentro de la caja un PBS separa al haz en sus componentes vertical y horizontal, mandando cada una a diferentes fotodiodos. En el otro extremo de la mesa se encuentra el láser SX-II que emite un haz de 776 nm. Con dos espejos se alinea el haz de 776 nm de tal manera que pase contrapropagante al haz de 780 nm a través de la celda de rubidio. Antes de entrar a la celda, el haz de 776 nm pasa por un retardador de $\lambda/4$ que cambia su polarización a una circular. Dentro de la celda se genera la fluorescencia producto de la transición de dos fotones cuando ambos láseres cuentan con la sintonía ideal. El sistema de detección que ya se discutió en el capítulo 4 se encarga de llevar la fluorescencia al PMT.

Un osciloscopio Tektronix DPO4054 se utilizó para visualizar las señales y capturar esos datos. Se tienen 4 señales disponibles en este experimento.

- Señal del primer par de fotodiodos proveniente del láser SX-I en la espectroscopía de polarización. Se pueden visualizar por separado cada uno de los pozos Doppler o la resta de estos dos pozos para generar la curva de dispersión (figura 5.2). En estas curvas se pueden identificar las transiciones correspondientes a $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, ya sea para rubidio 85 u 87.
- Señal del segundo par de fotodiodos proveniente del láser SX-I en la espectroscopía de dos fotones. Se pueden visualizar por separado cada uno de los pozos Doppler o la resta de estos dos pozos para generar la curva de dispersión (figura 5.3). En estas curvas se pueden identificar las transiciones correspondientes a $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$, ya sea para rubidio 85 u 87.
- Señal de la fluorescencia que muestra la estructura hiperfina del estado $5D_{3/2}$. Proveniente del PMT (figura 5.4).
- Señales de las rampas de barrido que se mandan a los PZT de cada uno de los láseres. Ambas señales son independientes una de la otra (figura 5.5).

Más adelante se detallan las peculiaridades de cada una de las señales mostradas en las figura 5.2, 5.3, 5.4 y 5.5.

Las mediciones se realizaron de dos diferentes maneras. El primer grupo de mediciones se tomó barriendo el láser SX-I, con SX-II fijo a un valor de voltaje del PZT. El segundo grupo de mediciones se tomó con el SX-I anclado a una transición o entrecruzamiento ¹ y el SX-II barriendo su frecuencia. Los parámetros que

¹Para más sobre entrecruzamientos checar la sección B.

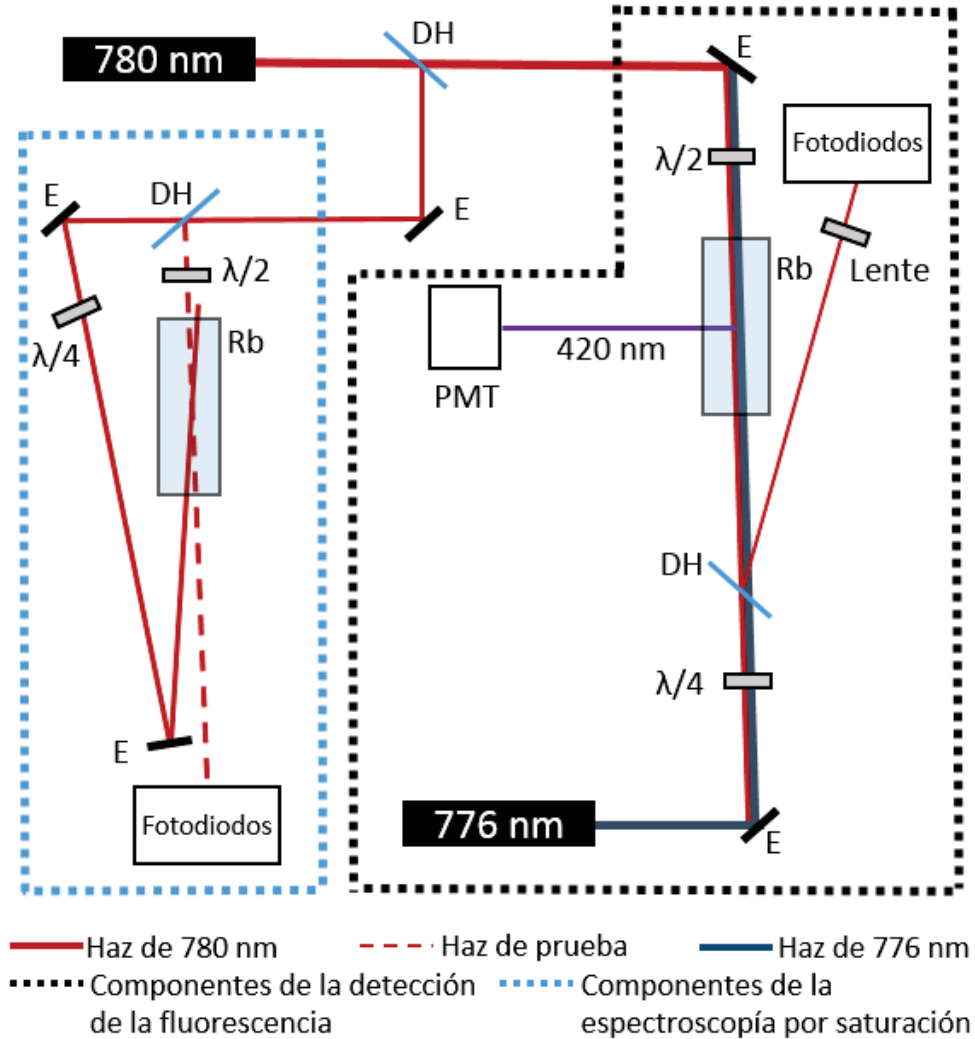


Figura 5.1: Diagrama del dispositivo experimental empleado que incluye el sistema de anclaje del láser SX-I, así como la generación de la fluorescencia en el brazo del láser SX-II. “E” denota un espejo, “DH” un divisor de haz, “ $\lambda/2$ ” un retardador de media longitud de onda y “ $\lambda/4$ ” un retardador de un cuarto de onda.

se utilizaron en cada una de estas dos configuraciones se detalla en sus secciones correspondientes.

5.2. Barrido SX-I

Bajo este primer esquema se tiene al SX-I barriendo en frecuencia y el SX-II a un voltaje fijo. Para poder anclar el SX-II es necesario primero tener anclado el SX-I, esto debido a que el SX-I induce el segundo paso en la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ y sólo teniendo anclado el SX-I posible generar la curva de dispersión del SX-II, necesaria para su anclaje. Como no se puede anclar a transición atómica,

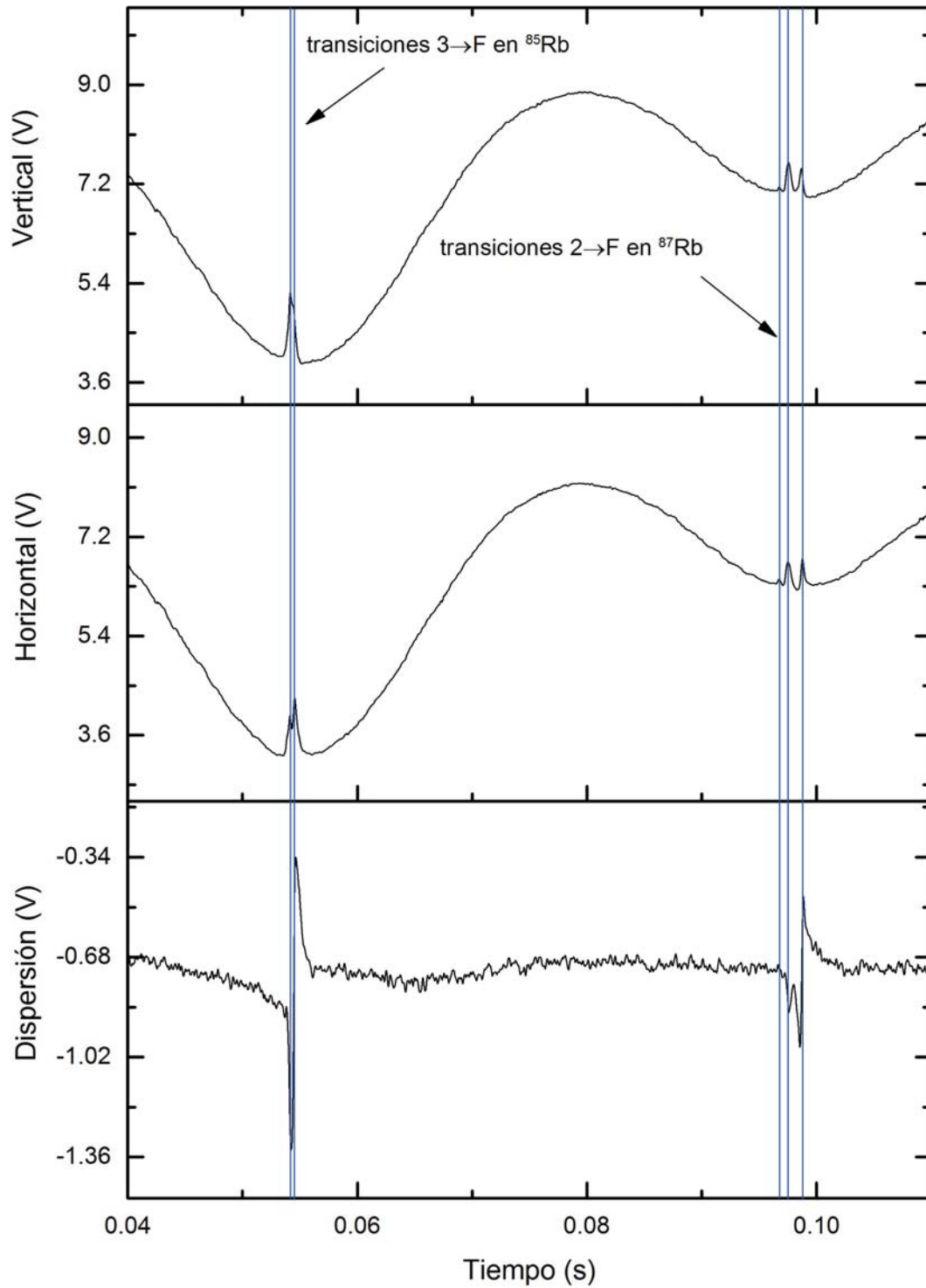


Figura 5.2: Curvas que se pueden generar con la señal de primer par de fotodiodos . Arriba, pozo Doppler de la componente de polarización vertical del haz de prueba. En medio, pozo Doppler de la componente de polarización horizontal del haz de prueba. Abajo, resta de ambos pozos que da como resultado la curva de dispersión. Las líneas azules marcan los lugares donde se encuentran las transiciones atómicas. Nótese que se observan dos pozos, el de la izquierda correspondiente a rubidio 85 y el de la derecha a 87.

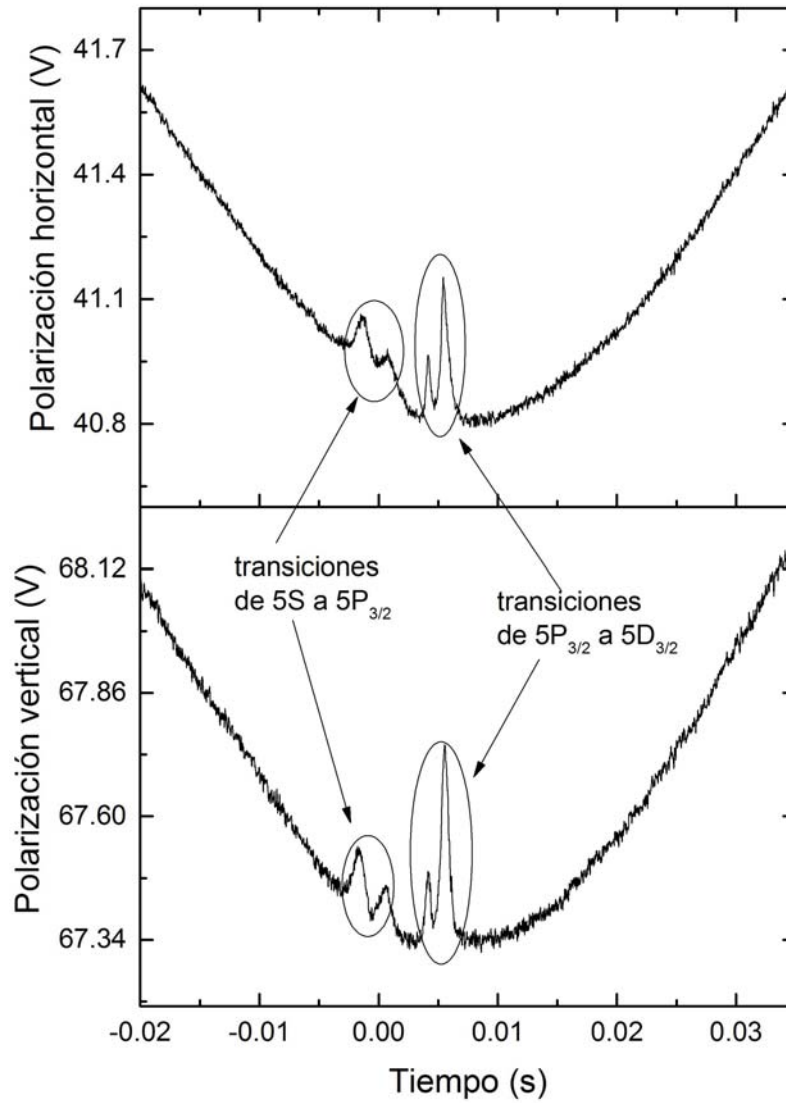


Figura 5.3: Pozos Doppler de rubidio 85 $F = 3 \rightarrow F'$ proveniente del segundo par de fotodiodos. La curva de arriba corresponde a la señal de polarización horizontal y la de abajo a la vertical. Se señala a qué transiciones corresponden los picos que aparecen. Más adelante se explica el origen de estos picos.

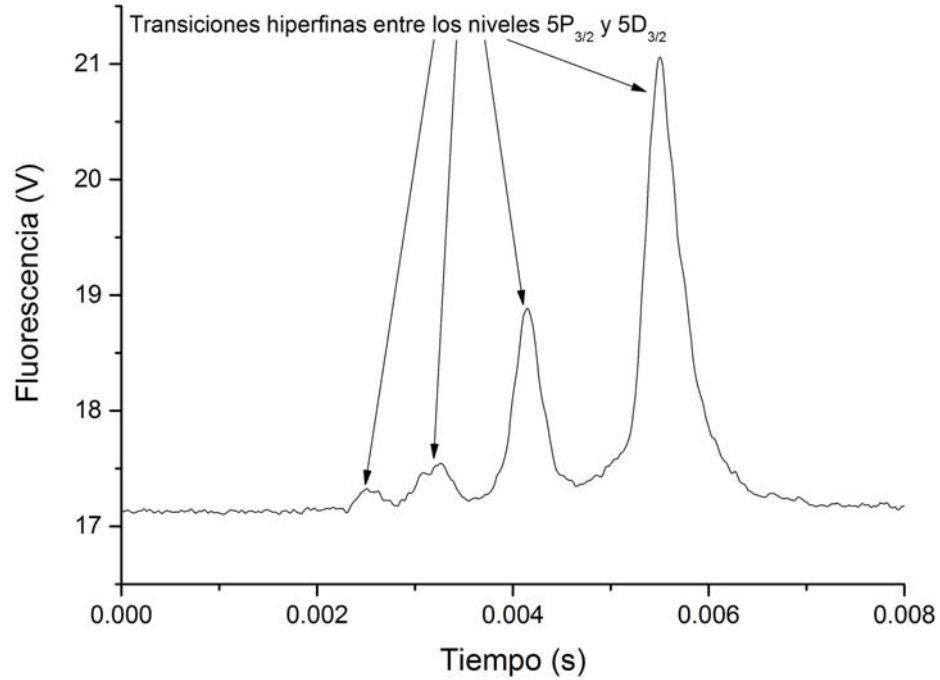


Figura 5.4: Señal de fluorescencia proveniente del PMT. Nótese que el ruido es menor que en la figura 5.3 y se alcanzan a apreciar dos picos más que en la imagen anterior aunque correspondan a la misma transición.

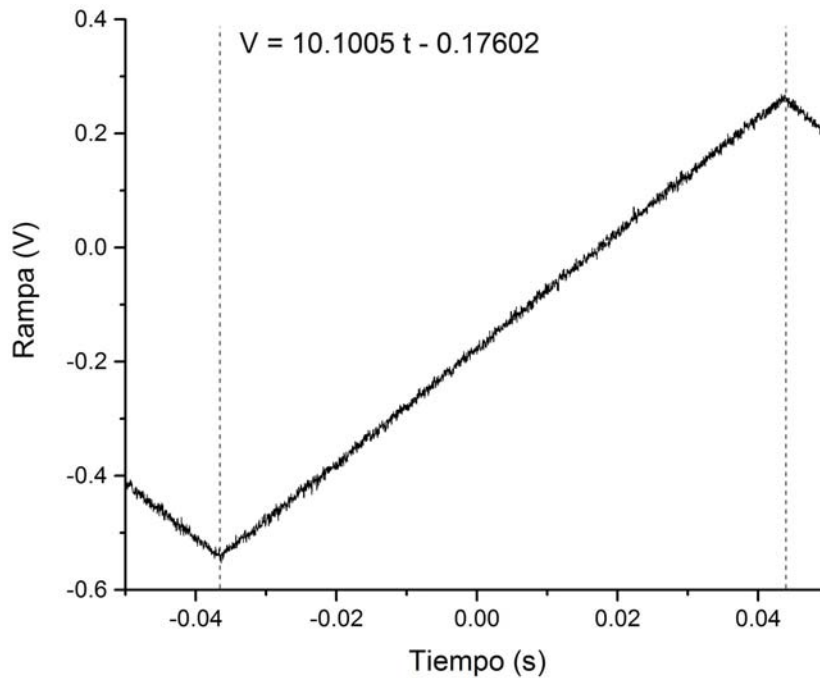


Figura 5.5: Señal de la rampa de voltaje suministrada al PZT del láser SX-I. Dentro de las líneas punteadas se señala el segmento efectivo de la rampa que se toma para el barrido de los espectros. Se despliega la ecuación de la recta correspondiente a dicho segmento.

lo que se realizará será lo que se conoce como anclado pasivo. El anclado pasivo no es más que dejar al láser a un voltaje fijo, sin la acción de un programa que lo mantenga en sintonía frente a variaciones de temperatura y vibraciones. Debido a que los láseres se dejan anclados coros periodos de tiempo y siempre supervisando su sintonía, entonces, el anclado pasivo no traerá inconveniente a estos experimentos.

La principal ventaja que presenta este anclado es que proporciona los espectros de polarización para la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, con sus respectivos pozos Doppler y curva de dispersión. Simultáneamente se pueden analizar los espectros de emisión y fluorescencia de la transición $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. Esta característica ayuda a realizar la calibración de unidades.

La otra ventaja que se tiene es la libertad de fijar el valor de la frecuencia del SX-II a valores arbitrarios y no necesariamente a transiciones atómicas. Al estar barriendo, el SX-I toma diferentes valores de frecuencia. Por otro lado el SX-II tiene un valor de frecuencia fijo. La condición que se debe de cumplir para que un átomo llegue a alguno de los niveles hiperfinos del estado $5D_{3/2}$ es que la suma de frecuencia de ambos láseres corresponda a la frecuencia de la brecha total que hay entre el nivel hiperfino F del estado $5S_{1/2}$ y alguna F' de $5D_{3/2}$. Cuando dichas transiciones tomen lugar aparecerán un conjunto de picos en la señal de fluorescencia y en el pozo Doppler del segundo par de fotodiodos, dichos picos se marcan en las figuras 5.3 y 5.4.

Cambiando el valor del voltaje del PZT de SX-II, la frecuencia de dicho láser cambia. Esto es muy sencillo de visualizar en el osciloscopio ya que se observa a los picos del estado $5D_{3/2}$ desplazarse a lo largo del pozo Doppler del segundo par de fotodiodos (véase figura 5.3). Con esto es posible correr la frecuencia del SX-II ya sea al rojo o al azul y observar como cambia su espectro de fluorescencia. Más adelante esto se explica como esta propiedad se ocupa para calibrar el eje x en MHz y para observar el cambio de intensidades relativas.

Al superponer las 3 señales se puede determinar si el SX-II está corrido al azul o al rojo. En las gráficas utilizadas aquí se tiene puesta la escala de frecuencias de tal manera que la frecuencia disminuye hacia la izquierda y aumenta hacia la derecha. Si al superponer las 3 señales los picos de los niveles hiperfinos $5D_{3/2}$ están a la derecha de las transiciones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ de la curva de polarización, entonces el SX-II se estaría corriendo al azul y en consecuencia el SX-I al rojo.

En la figura 5.6 se muestran estas diferentes formas de sintonizar las transiciones atómicas. En ambos casos ilustrados en la figura 5.6 la suma de frecuencias es la misma, lo único que cambia es la frecuencia individual de cada uno de los láseres. El cómo esto afecta a los espectros de fluorescencia se discutirá más adelante en la sección 5.4 del presente capítulo.

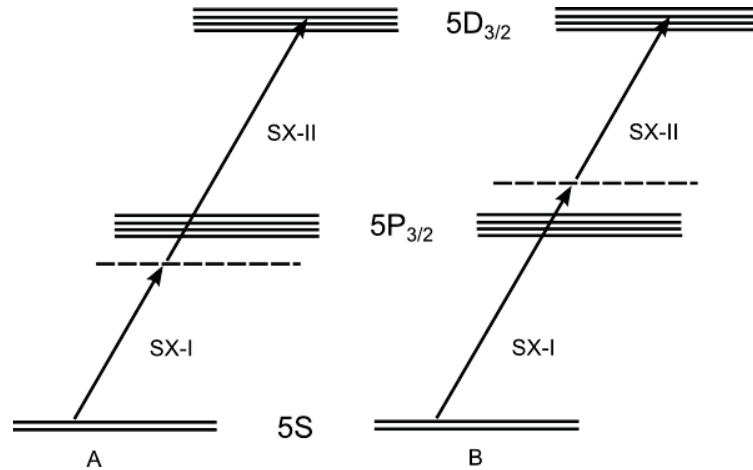


Figura 5.6: A) SX-I corrido al rojo y SX-II corrido al azul. B) SX-I corrido al azul y SX-II corrido al rojo. Nótese que en ambos casos la suma total de frecuencias es la misma.

5.2.1. Calibración del barrido SX-I

Los datos analizados salen del osciloscopio como tiempo vs voltaje. Es necesario convertir el eje de tiempo a frecuencia para poder medir separaciones hiperfinas en Hertz. La idea básica para hacer esta transformación de unidades es tomar una referencia conocida de separación de niveles hiperfinos proveniente de alguna de los cuatro canales.

En caso de que se tenga barriendo el láser SX-I se utiliza el canal que contiene la señal del primer par de fotodiodos. Con ésta se puede obtener la curva de dispersión del espectro de polarización del estado $5P$ de ^{85}Rb . En dicha curva (véase figura 5.7) cada vez que la curva cruza por cero² marca la presencia de una transición atómica. Al conocer la frecuencia de la transición $3 \rightarrow 4$ y los entrecruzamientos $2 \rightarrow (2, 3)$ y $2 \rightarrow (1, 3)$ (tabla 5.1), se pueden utilizar dichos puntos de la curva de dispersión como referencia y así crear una regla de conversión de unidades de tiempo a unidades de frecuencia en el eje X.

Para ubicar los puntos considerados como transiciones o entrecruzamientos se identifican las regiones de la curva de dispersión donde hay un cruce con cero y se aproxima esa región de la curva con una recta (figura 5.8 y 5.9). El intervalo dentro del cual la curva se ajusta a la recta se considera como la región en la cual se puede hallar la transición. Como no se puede saber exactamente en que parte de la recta está la transición, la mitad de este intervalo de aproximación lineal se toma como incertidumbre. Para cada grupo de mediciones tomadas con el SX-I barriendo se tiene que llevar a cabo esta transformación de unidades y con dicha incertidumbre

²En la figura 5.7 no se observa que en todas las transiciones cruce exactamente por cero. Lo que sucede aquí es que a la hora de anclar, el programa compensa el voltaje de la señal de dispersión, desplazándola para hacer que cruce por cero.

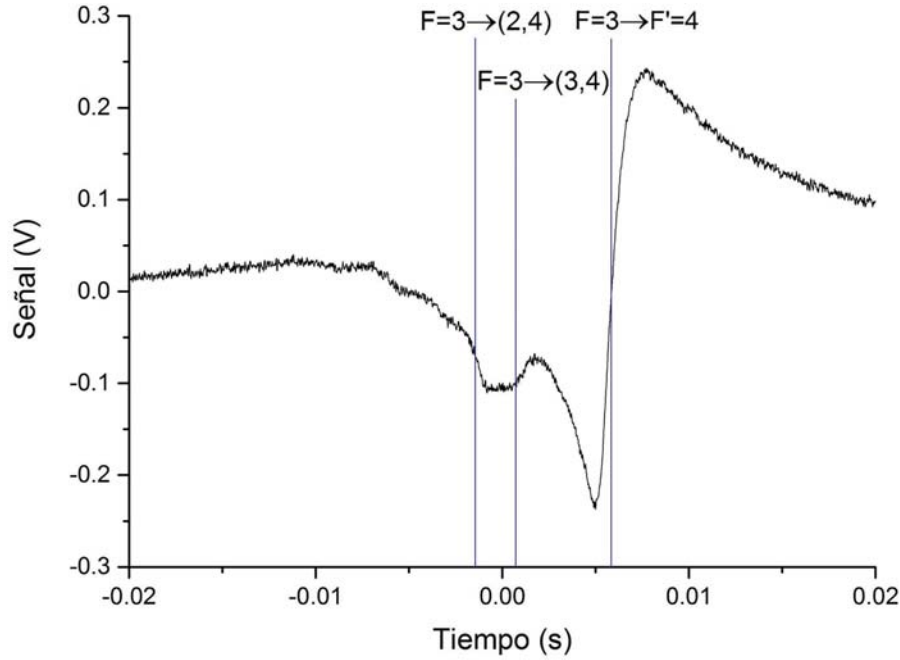


Figura 5.7: Ejemplo de una curva de dispersión tiempo contra voltaje, obtenida de la espectroscopía de polarización utilizada en el experimento para ^{85}Rb . Se señalan donde están las transiciones que se utilizan como referencia de frecuencia.

^{85}Rb		^{87}Rb	
$F \rightarrow F'$	$\nu(\text{MHz})$	$F \rightarrow F'$	$\nu(\text{MHz})$
$3 \rightarrow 4$	-1164.63	$2 \rightarrow 3$	-2368.97
$3 \rightarrow (3,4)$	-1225.00	$2 \rightarrow (2,3)$	-2502.50
$3 \rightarrow (2,4)$	-1256.69	$2 \rightarrow (1,3)$	-2581.09
$3 \rightarrow 3$	-1285.37	$2 \rightarrow 2$	-2636.03

Tabla 5.1: Frecuencia de las transiciones hiperfinas entre el estado base $5S_{1/2}$ y el estado $5P_{3/2}$ en rubidio 85 y 87 [16]. Los valores de las frecuencias están tomadas a partir del centro de gravedad [9] [10].

asociada.

5.3. Barrido de SX-II

En este caso SX-II está barriendo su frecuencia y SX-I se encuentra anclado a una transición a través de la espectroscopía de polarización del estado $5P_{3/2}$. En la espectroscopia de polarización únicamente fue posible anclar a SX-I en la transición $3 \rightarrow 4$ de ^{85}Rb , la transición $2 \rightarrow 3$ de ^{87}Rb , el entrecruzamiento $3 \rightarrow (3,4)$ de ^{85}Rb y el entrecruzamiento $2 \rightarrow (2,3)$ de ^{87}Rb . Solamente se logró anclar ahí ya que nos demás cruces no eran lo suficientemente pronunciados como para que el anclado pudiera trabajar con ellos. Al estar el SX-I anclado, la señal proveniente del primer

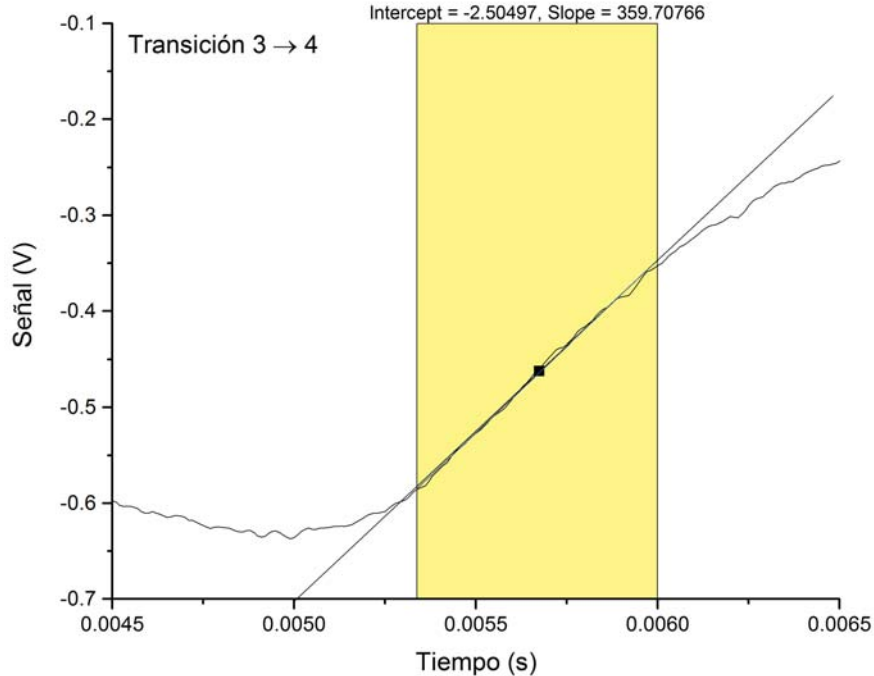


Figura 5.8: Ajuste lineal para la transición $3 \rightarrow 4$ de la curva de dispersión en espectroscopia de polarización en rubidio 85. La región amarilla marca la región de ajuste lineal de la curva de dispersión.

par de fotodiodos no brinda información de la estructura atómica, únicamente un voltaje constante.

Estos dos pozos, de rubidio 85 y 87 para transiciones de F superior ($F=3$ en caso de ^{85}Rb y $F=2$ en ^{87}Rb) se observan en la figura 5.2. Las transiciones y entrecruzamientos de ^{85}Rb que se usaron para anclar se observan en la figura 5.7. Las transiciones y entrecruzamientos de ^{87}Rb se observan en la figura 5.10.

5.3.1. Calibración del barrido SX-II

En el caso de que se esté barriendo el SX-II es imposible generar una curva de dispersión mientras se tenga anclado el SX-I, ya que una vez anclado, la curva de dispersión desaparece por mantenerse el voltaje del SX-I constante. Hay que encontrar una manera alterna de relacionar tiempos del osciloscopio con la escala de frecuencias de los espectros. Como este proceso es más complejo que en el caso del barrido de SX-I se enumeran cada uno de los pasos a continuación:

1. Antes de anclar el SX-I se convierte a escala de frecuencias usando el método descrito con anterioridad, con SX-I barriendo. Esta escala sólo es válida cuando se tiene barriendo el SX-I.
2. En el pozo Doppler del segundo par de fotodiodos se observa que al variar

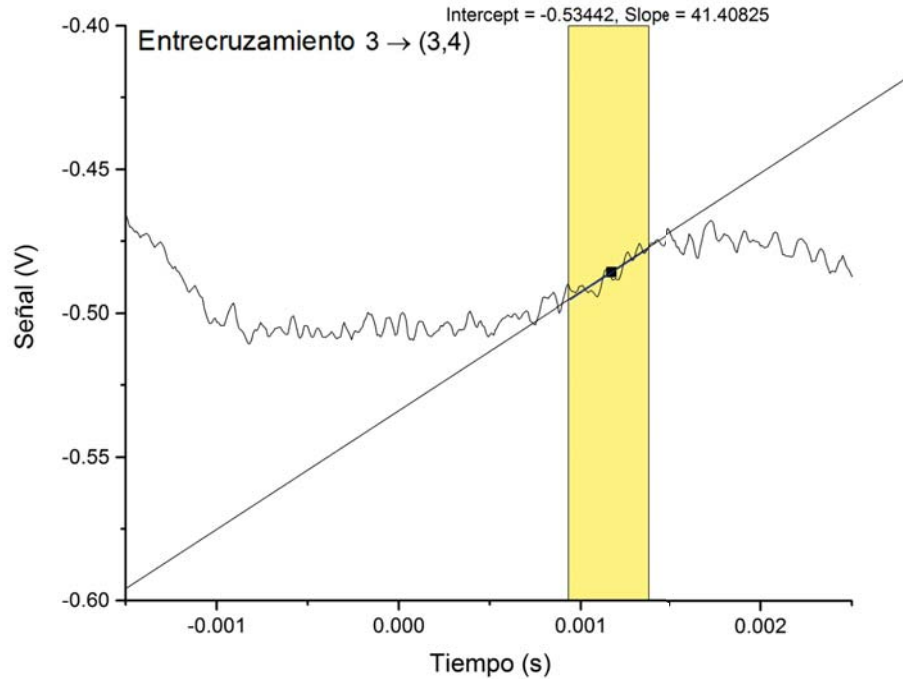


Figura 5.9: Ajuste lineal para el entrecruzamiento $3 \rightarrow (3,4)$ de la curva de dispersión en espectroscopia de polarización en rubidio 85. La región amarilla marca la región de ajuste lineal de la curva de dispersión.

manualmente el voltaje suministrado al SX-II la posición de los picos de la transición $5P \rightarrow 5D$ se desplazan a lo largo del pozo. Utilizando la escala del punto 1 se puede tener en el eje X del pozo Doppler una escala de frecuencias en lugar de tiempo. Se registra el valor de este voltaje en diferentes puntos del pozo para así saber como el cambio de voltaje en el PZT de SX-II resulta en un cambio de frecuencia en el láser SX-II. Esto se observa en la figura 5.12.

3. Finalmente se ancla el SX-I y se deja barriendo el SX-II. Con la señal de la rampa de barrido de SX-II se conoce la relación lineal que hay entre tiempo y voltaje de barrido. Con esta información se pasa de escala de tiempo a una escala de voltaje y con la información del punto dos se pasa de escala de voltaje a escala de frecuencia.

5.4. Espectros

En esta sección se muestran los espectros obtenidos con el dispositivo experimental descrito anteriormente. La conversión a unidades de frecuencia se realizó en cada uno de los espectros de esta sección de acuerdo al método expuesto en las subsecciones 5.2 y 5.3.

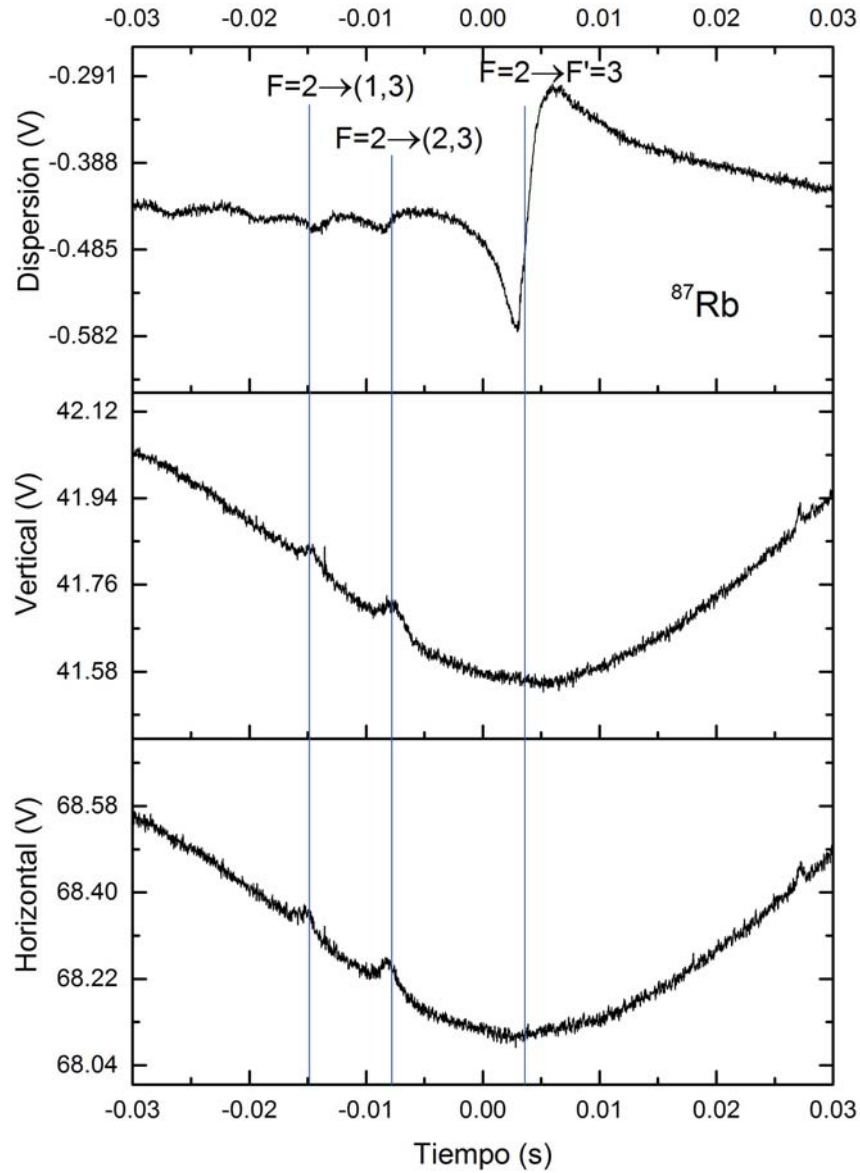


Figura 5.10: Espectro de polarización de ^{87}Rb para $F=2$. Arriba, curva de dispersión de dichas transiciones. En medio y bajo, pozos Doppler para la polarización vertical y horizontal respectivamente. Se señalan donde se encuentran las transiciones y entrecruzamientos.

Los picos del espectros de fluorescencia corresponden a los átomos que llegan a los niveles hiperfinos del estado $5D_{3/2}$. Al decaer via el estado $6P$ emiten la fluorescencia que se detecta en el PMT. Aunque la florescencia provenga del decaimiento $6P$, este nivel no será medido ya que no existe ningún mecanismo de barrido hacia el nivel $6P$. El nivel $6P$ sólo actúa como un estado intermedio y nada más.

Primero se muestran espectros de fluorescencia para el láser SX-I anclado en diferentes posiciones. En todos los espectros la primera transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ parte del nivel hiperfino de “F grande”, esto es, $F = 3$ para ^{85}Rb y $F = 2$ para

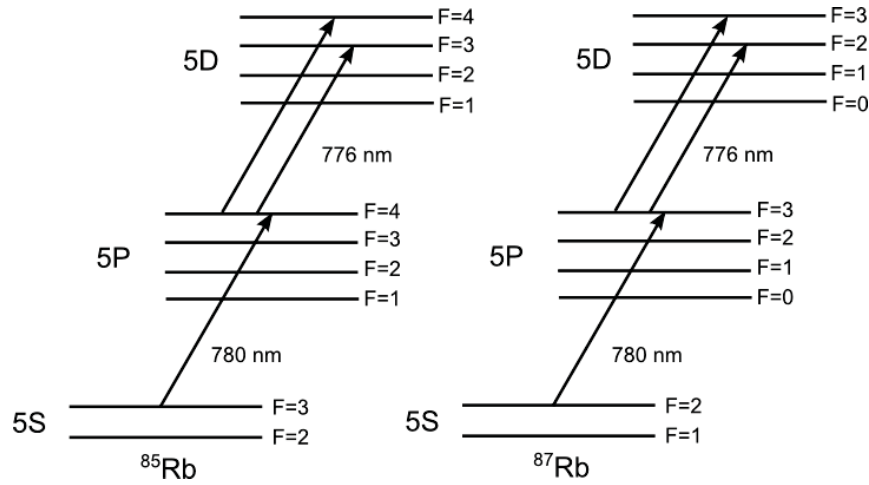


Figura 5.11: Diagramas de las transiciones hiperfinas bajo el esquema del láser SX-I anclado en $F = 3$ para ^{85}Rb y en $F = 2$ para ^{87}Rb , niveles hiperfinos a los que se referirá como “F grande”.

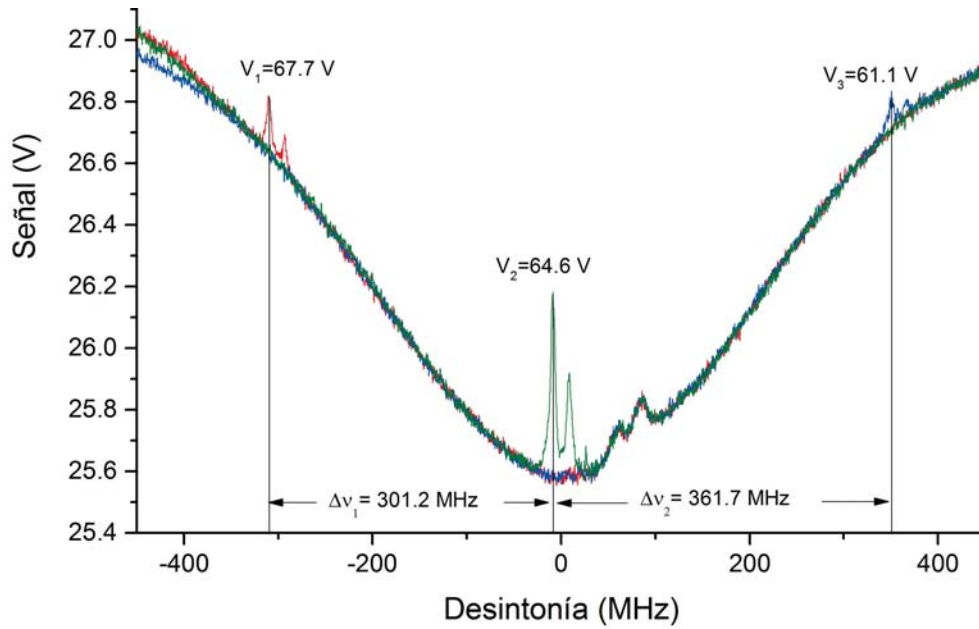


Figura 5.12: Superposición de tres pozos (verde, azul y rojo) con picos de la estructura hiperfina del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 85, en diferentes posiciones del pozo. Arriba de cada pico aparece el valor de voltaje asociado a esa posición de frecuencia. El factor de conversión en este caso es de (1031.792 ± 160.991) MHz/V. Los picos adicionales en la mitad derecha del pozo son los entrecruzamientos que aparecen debido a la retroreflexión del 780 dentro de la celda.

^{87}Rb . Como se puede observar en la figura 5.11, para ^{85}Rb , al estar anclado en la transición $3 \rightarrow 4$, por reglas de selección ($\Delta F = 0, \pm 1$) sólo se puede llegar a los niveles hiperfinos $F = 4$ y $F = 3$ de $5D_{3/2}$ ³. Para ^{87}Rb ocurre algo análogo con

³Debido a que la longitud de onda necesaria para sintonizar en $5D_{3/2}$ y $5D_{5/2}$ es muy cercana,

$2 \rightarrow 3$, donde sólo serán accesibles los niveles $F = 3$ y $F = 2$ en $5D_{3/2}$.

Aparentemente sólo deberían aparecer dos picos de fluorescencia debido a esto, sin embargo se observan 4 en los espectros de ^{85}Rb (figura 5.13) y 3 en ^{87}Rb (figura 5.14). Los picos de los espectros de fluorescencia se obtienen de la emisión producto del decaimiento del estado $6P$ y se ajustan con curvas Lorentzianas. En la sección A.3 de los apéndices se muestra el porqué el perfil de emisión es Lorentziano.

Para entender por qué estos niveles se alcanzan a ver en el espectro de $5D_{3/2}$ es necesario recordar que al estar la celda de rubidio a temperatura ambiente. A lo largo del eje de propagación de los láseres los átomos de rubidio se están moviendo con una velocidad distinta de cero. Por efecto Doppler habrá átomos que verán al láser SX-I corrido al rojo (y por lo tanto el SX-II corrido al azul) lo cual permitirá que se sintonicen los niveles $F = 2$ y $F = 1$ para ^{85}Rb y los niveles $F = 2$ y $F = 1$ para ^{87}Rb en el estado $5P$. El pozo Doppler puede ser visto como la distribución de velocidades de los átomos de rubidio de la celda, donde el ancho del pozo es el intervalo de desintonía que los átomos sufren por efecto del corrimiento Doppler. Un argumento cualitativo para visualizar como el ancho Doppler es suficiente para sintonizar las demás frecuencias es observar como los picos de $5P_{3/2}$ están contenidos dentro de todo el pozo Doppler. Esto significa que la desintonía Doppler es suficiente para que algunas clases de velocidades de átomos alcancen los niveles hiperfinos $F = 2$ y $F = 1$ para ^{85}Rb y el nivel $F = 1$ para ^{87}Rb en $5D_{3/2}$. Estos picos son de menor intensidad ya que es menor la cantidad de átomos que se encuentran en las velocidades necesarias para obtener la sintonía requerida.

Por lo expuesto en el párrafo anterior, se logra entender que cada uno de los picos observados en el espectro de fluorescencia tiene contribuciones de diferentes transiciones hiperfinas alcanzadas para diferentes clases de velocidades atómicas. Si se cambia la sintonía de los láseres, esto es, se corren las frecuencias del SX-I y el SX-II pero conservando que su suma sea igual a la separación de la transición de dos fotones, entonces se pueden sintonizar diferentes clases de velocidades. Ésto induce un cambio en las intensidades relativas de los picos del espectro de fluorescencia.

Para ver como la intensidad relativa de los picos cambia, se sintoniza al SX-I en un entrecruzamiento que esté entre los dos niveles superiores del estado $5P_{3/2}$. Con esto lo que se hace es anclar el SX-I a una transición más corrida al rojo lo cual permite que más átomos puedan sintonizar los niveles inferiores.

En la figura 5.16 el láser SX-I se encuentra anclado en el entrecruzamiento $2 \rightarrow (2, 3)$. La amplitud general de los picos es comparable entre los espectros de las figuras 5.13 y 5.16, sin embargo es evidente que hay un cambio en la intensidad

776.16 nm y 775.86 nm respectivamente [30], se pudo determinar que el estado alcanzado era el $5D_{3/2}$ hasta que se observaron los espectros de fluorescencia y se llevaron a cabo las mediciones de separación hiperfina. Pero para facilitar la comprensión del texto se asumirá desde un principio que el nivel alcanzado era el $3/2$.

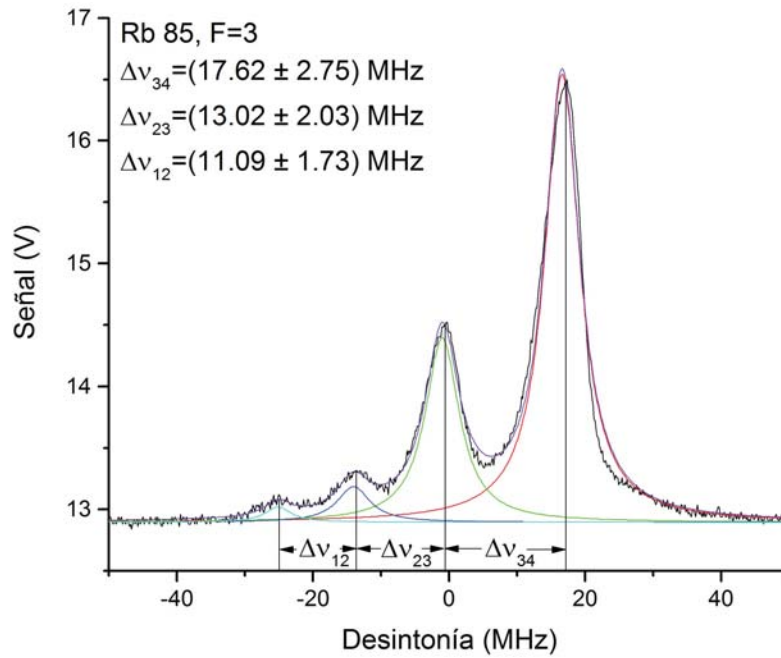


Figura 5.13: Gráfica de la fluorescencia del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 85. El láser SX-I está anclado a la transición 3 a 4.

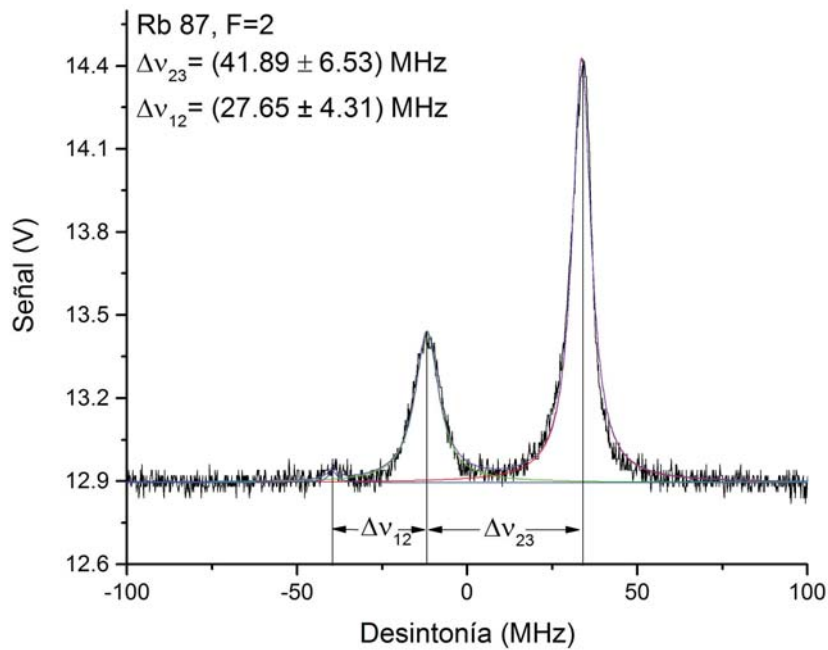


Figura 5.14: Gráfica de la fluorescencia del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 87. El láser SX-I está anclado a la transición 2 a 3.

^{85}Rb			^{87}Rb		
F'	Anclado $3 \rightarrow 4$	Anclado $3 \rightarrow (3, 4)$	F'	Anclado $2 \rightarrow 3$	Anclado $2 \rightarrow (2, 3)$
4	62.64 %	57.32 %	3	71.89 %	62.09 %
3	27.45 %	31.10 %	2	25.61 %	31.58 %
2	6.87 %	8.14 %	1	2.50 %	6.33 %
1	3.04 %	3.44 %	0	-	-

Tabla 5.2: Intensidades relativas de los picos de fluorescencia del nivel $5D_{3/2}$ para el anclado de SX-I en la transición y entrecruzamiento en ^{85}Rb y ^{87}Rb . La columna de F' denota cada uno de los valores de momento angular total del nivel $5D_{3/2}$ asociado a los picos de fluorescencia.

relativa de cada uno de los picos. En la tabla 5.2 se muestran los valores de las intensidades relativas de cada uno de los picos correspondientes a la estructura hiperfina del estado $5D_{3/2}$.

Como se puede observar en la figura 5.15 para el caso de ^{85}Rb anclado en el entrecruzamiento $F = 3 \rightarrow (3, 4)$ ocurre el mismo proceso. Aunque el cambio de intensidad relativa de los picos no es tan notorio como en el de ^{87}Rb , al ver los valores en los dos diferentes anclados de la tabla 5.2 se puede observar que si existe un cambio en éstos. Si se quisiera observar cambios de intensidad relativa más marcados sería necesario desintonizar aun más los láseres, lo cual implica mayores potencias en los éstos. Esto se podría llevar a cabo utilizando moduladores acusto-ópticos (AOMs por sus siglas en inglés) los cuales permitirían barrer de manera independiente a los láseres. Por medio de una línea de espectroscopia adicional se anclan ambos láseres a una referencia atómica y una vez anclados se puede cambiar la modulación de los AOMs para desintonizar los láseres la cantidad que se desee.

Utilizando el anclado de SX-I las posibilidades de desintonía⁴ se limitan a correr el SX-I al rojo y el SX-II al azul ya que no existen niveles superiores en $5P_{3/2}$ a $F = 3$ en ^{87}Rb y $F = 4$ en ^{85}Rb . Como se muestra en las figuras 5.17, 5.18 y 5.19 es posible desintonizar en ambas direcciones con SX-I barriendo y SX-II fijo en un valor de voltaje. En dichas figuras “Fluorescencia” denota a la señal obtenida por el PMT. “Dispersión” se refiere a la señal de absorción del primer par de fotodiodos en la espectroscopia de saturación. Por último “Pozo” es la señal de absorción del segundo par de fotodiodos de la espectroscopia de dos fotones.

Observado la curva de pozo Doppler de las figuras 5.17, 5.18 y 5.19 se nota la presencia de picos adicionales que no corresponden a las transiciones que llevan hasta el nivel $5D_{3/2}$. Esa señal es la proveniente del segundo par de fotodiodos, esto es, la curva de absorción del segundo brazo del SX-I tras el paso por la celda de rubidio viajando contrapropagante al SX-II. El vidrio del que esta hecha la celda de rubidio

⁴La desintonía es respecto a la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, $F = 3 \rightarrow F' = 4$ en el caso de ^{85}Rb y con respecto a $F = 2 \rightarrow F' = 3$ en ^{87}Rb .

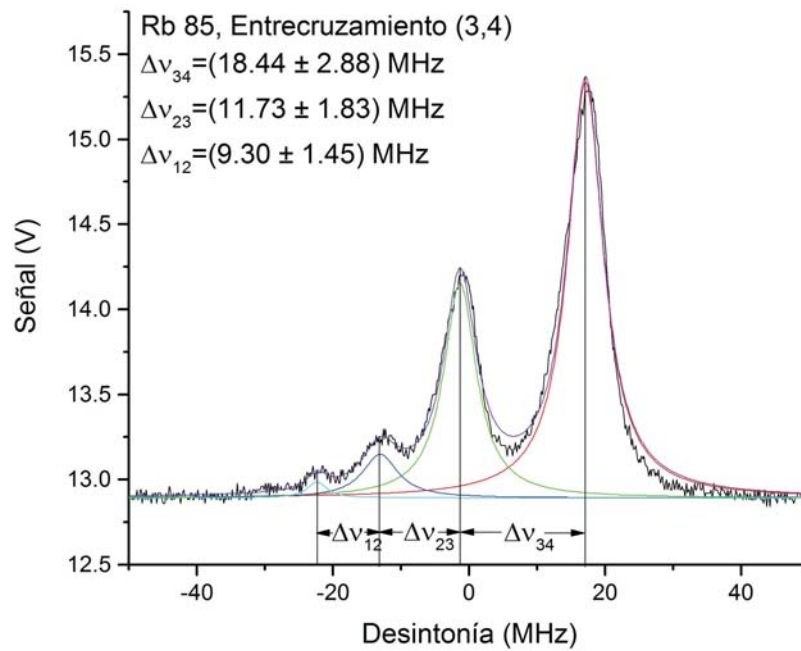


Figura 5.15: Gráfica de la fluorescencia del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 85. Con el láser SX-I anclado al entrecruzamiento (3,4).

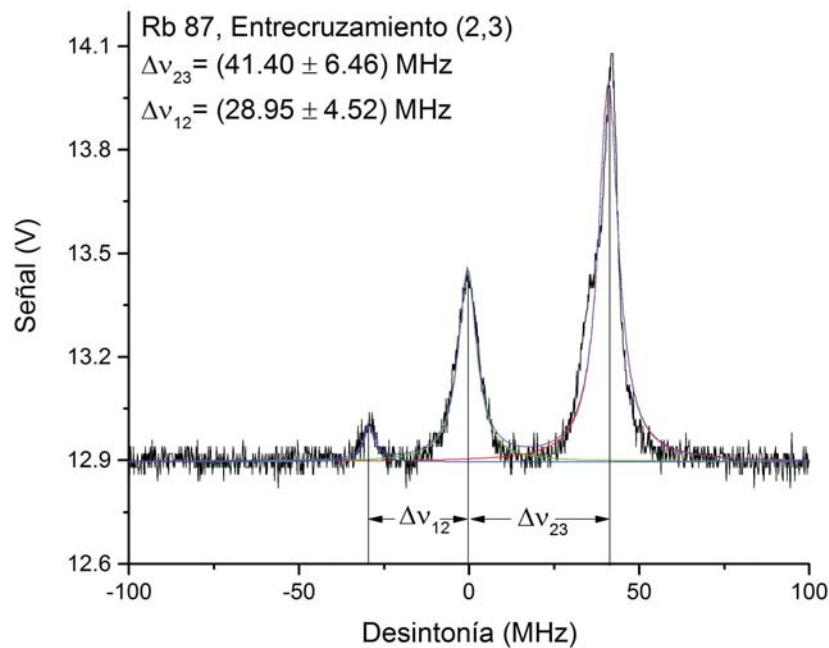


Figura 5.16: Gráfica de la fluorescencia del estado $5D_{3/2}$ en rubidio 87. Con el láser SX-I anclado al entrecruzamiento (2,3). Nótese como la señal del pico menor aumenta en relación a la observada en la figura 5.14.

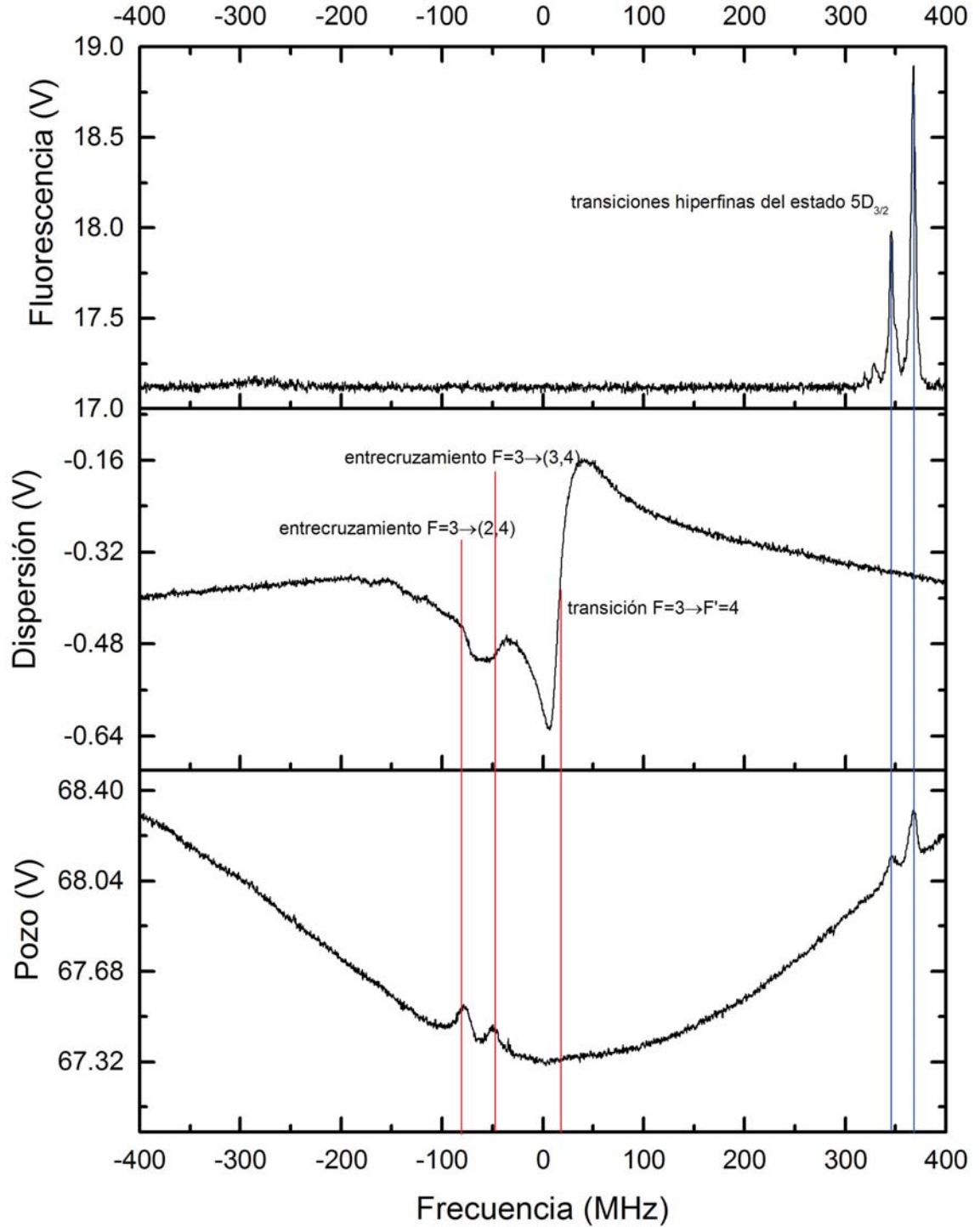


Figura 5.17: Gráfica de las señales del fluorescencia, dispersión y pozo Doppler para ^{85}Rb partiendo de $F=3$ en el estado base. El láser SX-II está sintonizado al rojo y el SX-I al azul.

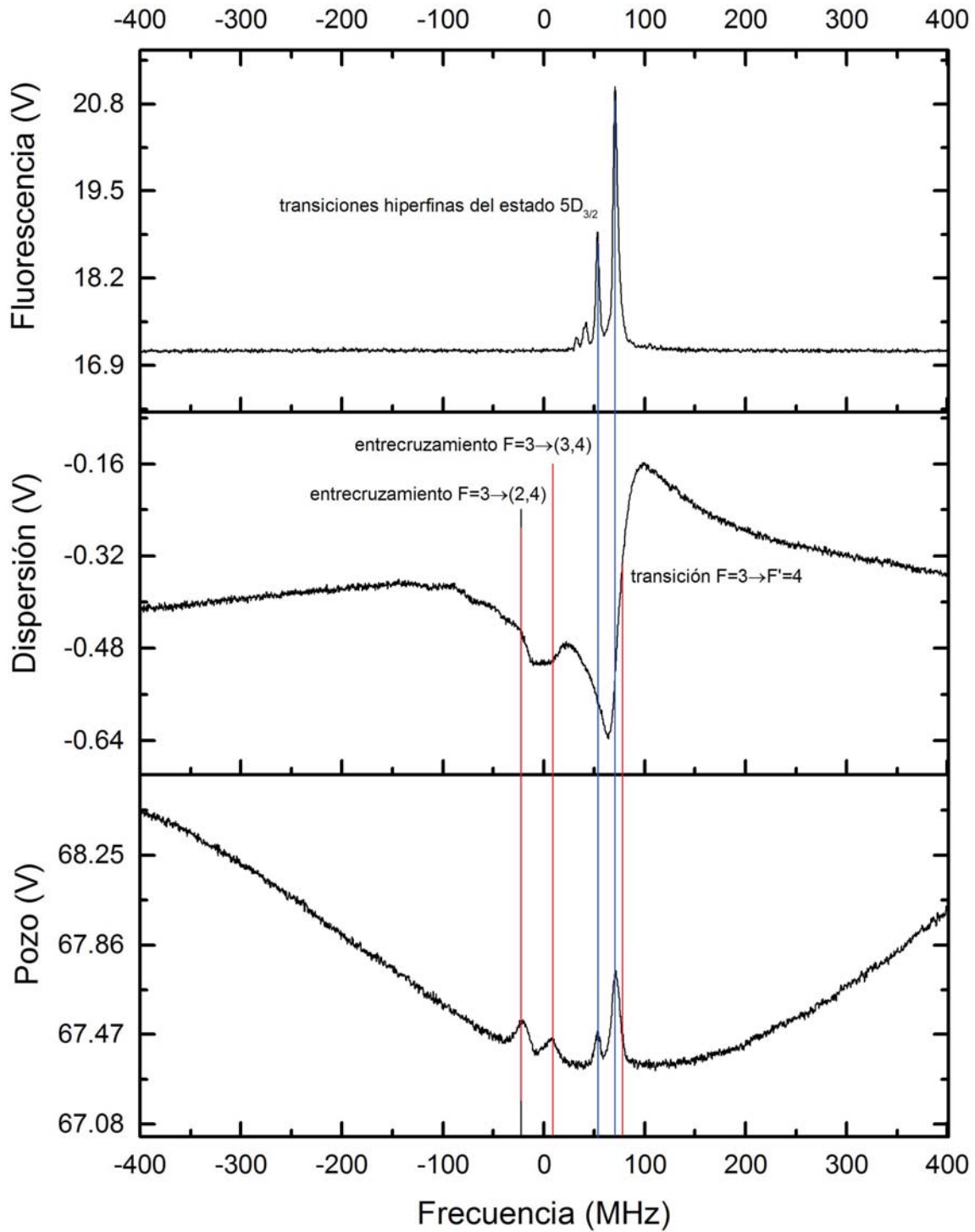


Figura 5.18: Gráfica de las señales del fluorescencia, dispersión y pozo Doppler para ^{85}Rb partiendo de $F=3$ en el estado base. El láser SX-I está sintonizado cerca de la transición $3 \rightarrow 4$, en el centro del pozo Doppler.

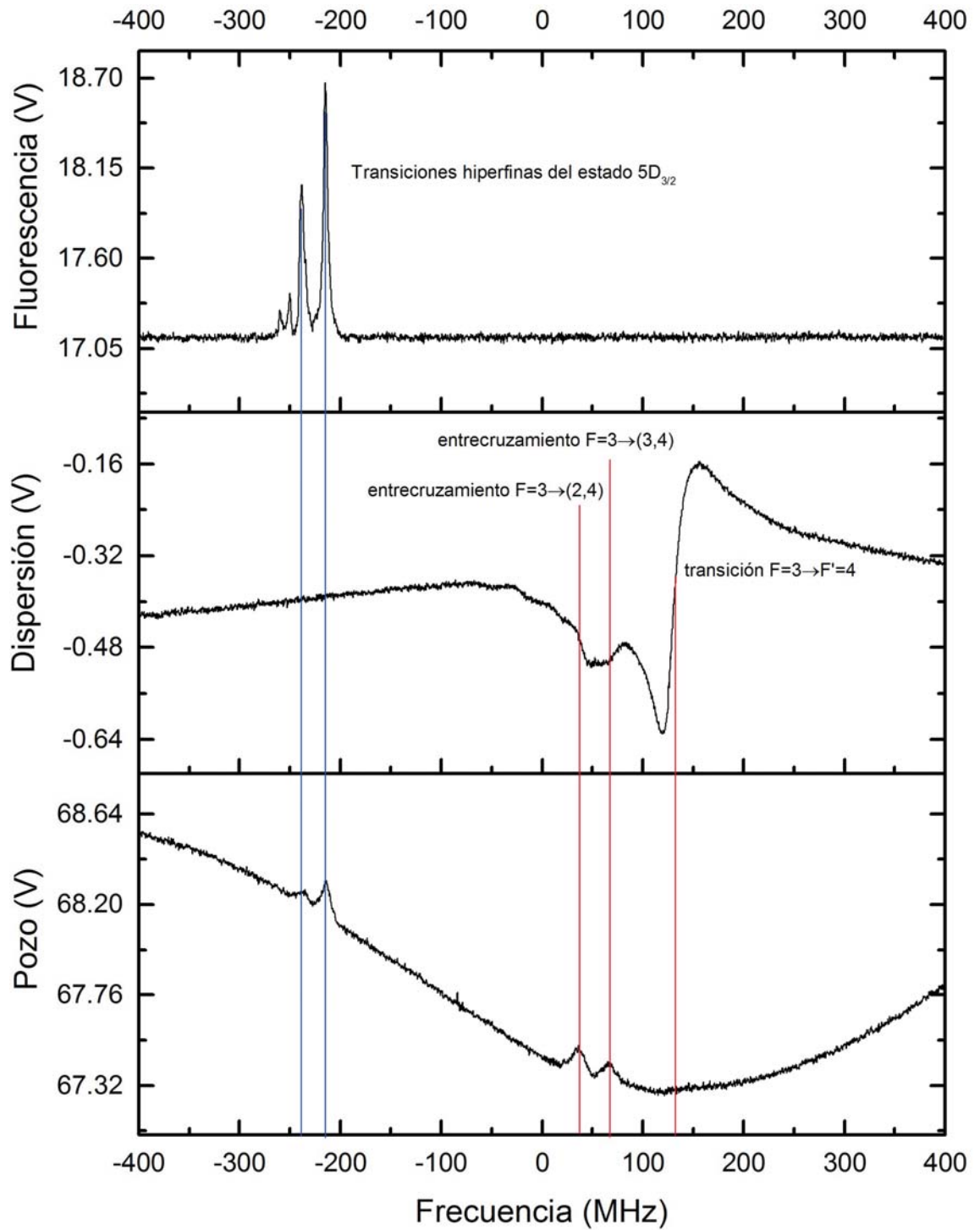


Figura 5.19: Gráfica de las señales del fluorescencia, dispersión y pozo Doppler para ^{85}Rb partiendo de $F=3$ en el estado base. El láser de SX-II está sintonizado al azul y el SX-I al rojo.

permite que una pequeña porción del haz del SX-I (que actúa como haz de prueba) se refleje en la cara de salida de la celda. Este segundo haz reflejado viajará contrapropagantemente al haz de prueba dentro de la celda (para referencia de los elementos del dispositivo experimental ver la figura 5.1). Esto es prácticamente idéntico a la espectroscopía de polarización que se está realizando simultáneamente (recordemos que si el SX-II está anclado el SX-I se encuentra barriendo). En consecuencia los picos adicionales son producto de las transiciones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, más específicamente esos dos picos que se observan son los entrecruzamientos que van de $3 \rightarrow (3, 4)$ y $3 \rightarrow (2, 4)$. Como se puede observar en las figuras mencionadas anteriormente, los picos coinciden de manera perfecta con las transiciones y entrecruzamientos que aparecen en la curva de dispersión de la espectroscopía de polarización.

Se observó que cuando los espectros de fluorescencia se sintonizaban en los extremos del pozo la separación entre los picos aumentaba. En la figura 5.20 se observa como las señales superior e inferior (sintonizadas en los extremos del pozo) presentan una mayor separación hiperfina comparadas con la señal central (sintonizada en el centro del pozo).

Aunque sintonizar SX-II al rojo permite tener una intensidad relativa mayor en el menor pico, mientras más se aleje uno del centro del pozo Doppler, menor será la cantidad de átomos sintonizados y por lo tanto la señal disminuirá, disminuyendo la razón señal a ruido. Esto se observa en la figura 5.20. Los espectros óptimos para medir la separación hiperfina serán aquellos que se toman en el centro del pozo Doppler ya que presentan una buena razón señal a ruido y sintonizan las transiciones hiperfinas del nivel $5D_{3/2}$.

5.5. Cálculo de separaciones hiperfinas

Los valores reportados en las constantes dipolar magnética y cuadrupolar eléctrica para el nivel $5D_{3/2}$ en rubidio 85 [23], respectivamente son: $A = 4.2221(2)$ MHz y $B = 1.9106(8)$ MHz. A partir de esto se calculan las separaciones hiperfinas de acuerdo a las ecuaciones 2.23 obtenidas en la subsección 2.1.2.

$$E_F = \frac{1}{2}hAK + hB \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}. \quad (5.1)$$

Donde, $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$.

Entonces, para ^{85}Rb los valores de las separaciones hiperfinas son:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{34}^{85} &= 18.41688 \text{ MHz}, \\ \Delta\nu_{23}^{85} &= 11.80653 \text{ MHz}, \\ \Delta\nu_{12}^{85} &= 6.91572 \text{ MHz}. \end{aligned}$$

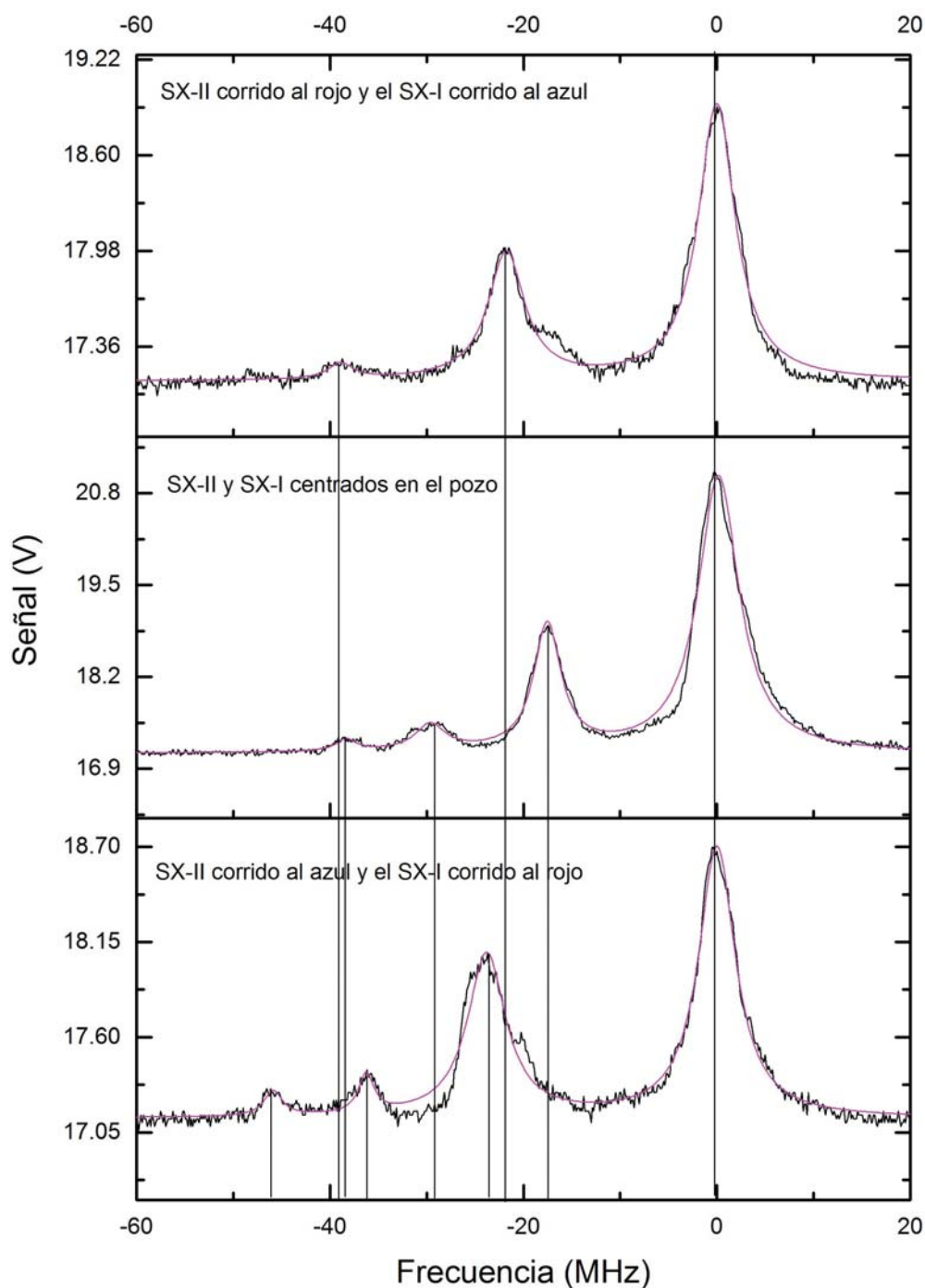


Figura 5.20: Arriba, señal de fluorescencia para el SX-II corrido al rojo y el SX-I corrido al azul. Centro, SX-I y SX-II sintonizados alrededor de la transición $3 \rightarrow 4$ de $5P_{3/2}$. Abajo, señal de fluorescencia para el SX-II corrido al azul y el SX-I corrido al rojo. Las curvas moradas son el ajuste que se hizo con loretzianas. Se sintonizó en el pozo de ^{85}Rb .

5.5. Cálculo de separaciones hiperfinas

Donde el superíndice denota el isótopo de rubidio correspondiente y el subíndice denota los niveles inicial y final de la separación hiperfina $\Delta\nu_{if}$.

Análogamente para ^{87}Rb , con los valores de $A = 14.5080(6)$ MHz y $B = 0.9320(17)$ MHz se obtiene:

$$\begin{aligned}\Delta\nu_{23}^{87} &= 44.456 \text{ MHz}, \\ \Delta\nu_{12}^{87} &= 28.084 \text{ MHz}, \\ \Delta\nu_{01}^{87} &= 13.576 \text{ MHz}.\end{aligned}$$

Al promediar todos los espectros obtenidos con SX-I anclado y los de SX-II anclado se obtuvieron las separaciones hiperfinas para ^{85}Rb y ^{87}Rb . Los resultados de separaciones hiperfinas se resumen en la tabla 5.3. La incertidumbre asociada proviene de la calibración de frecuencias.

^{85}Rb		^{87}Rb	
if	$\Delta\nu_{if}$ (MHz)	if	$\Delta\nu_{if}$ (MHz)
34	[18.27 ± 2.40]	23	[43.33 ± 6.76]
23	[12.26 ± 1.60]	12	[28.38 ± 4.43]
12	[9.06 ± 1.19]	01	-

Tabla 5.3: Separación hiperfina del nivel $5D_{3/2}$ para ^{85}Rb y ^{87}Rb . Los valores del momento angular total atómico F se denotan con i para el estado inferior y f para el estado superior.

El último pico en el espectro de rubidio 87 no se alcanzó a observar en ninguno de los espectros obtenidos. Ésto debido a que el ruido era mas grande que la señal de dicho pico.

Usando las separaciones hiperfinas para ambos, rubidio 85 y 87 obtenidas en este trabajo, se puede calcular los valores de las constantes hiperfinas A y B . Utilizando la ecuación 5.1 se puede obtener un sistema de ecuaciones donde las incógnitas sean A y B , estando los demás valores en función de las separaciones hiperfinas $\Delta\nu$, el momento angular total J y el spin nuclear I .

$$\Delta\nu_{if} = \frac{1}{2}(K_f - K_i)A + (L_f - L_i)B. \quad (5.2)$$

Donde, $L = \frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)}$ y los subíndices i y f denotan el valor de F correspondiente al nivel hiperfino.

Para el caso de ^{85}Rb se obtienen un sistema con 3 ecuaciones y dos incógnitas.

$$\begin{aligned}\Delta\nu_{34}^{85} &= 4A + 0.8B, \\ \Delta\nu_{23}^{85} &= 3A - 0.45B, \\ \Delta\nu_{12}^{85} &= 2A - 0.8B.\end{aligned} \quad (5.3)$$

El sistema de ecuaciones 5.3 es un sistema de ecuaciones sobredeterminado. A

través de métodos numéricos dicho sistema se puede reducir a uno con dos ecuaciones y dos incógnitas [29]. Para el caso de ^{87}Rb sólo se lograron obtener dos valores de separación hiperfina del nivel $5D_{3/2}$ por lo cual se obtiene un sistema de dos ecuaciones y dos incógnitas. Al resolver dichos sistemas se obtiene como resultado los valores de A y B reportados en la primera fila de la tabla 5.4.

^{85}Rb		^{87}Rb		Referencia
A (MHz)	B (MHz)	A (MHz)	B (MHz)	
4.41(26)	0.51(96)	14.39(84)	0.30(57)	Presente trabajo
4.18(20)	$\leq \pm 5$	14.43(23)	$\leq \pm 3.5$	Arimondo <i>et al.</i> [8]
4.2221(2)	1.9106(8)	14.5080(6)	0.9320(17)	Nez <i>et al.</i> [23]

Tabla 5.4: Valores de las constante A y B del nivel $5D_{3/2}$ en ^{85}Rb y ^{87}Rb obtenidos en este trabajo y comparados con los que se hallan en la literatura. En la primera fila se encuentran los resultados del presente trabajo. En la segunda fila se encuentran los reportados en el artículo de Arimondo *et al.* [8]. En la última fila se encuentran los reportados por Nez *et al.* [23].

De la tabla 5.4 se observa que los valores de A obtenidos en este trabajo coinciden con ambas referencias. Por otro lado el valor de B solo coincide con lo reportado por Arimondo *et al.*. Además de que el valor de B tiene una incertidumbre mayor que el valor medido, para ambos isótopos. En ^{85}Rb esta gran incertidumbre se debe a que el último pico de la fluorescencia tiene una muy baja intensidad lo cual contribuye a que las mediciones de su frecuencia fluctúen mucho. Para ^{87}Rb el caso es el mismo ya que el último pico no siquiera se alcanza a detectar.

Capítulo 6

Conclusiones

Utilizando como detector el PMT Hamamatsu 1P28 se logró construir un sistema de detección para la fluorescencia de 420 nm producto del decaimiento del estado $6P$ en la transición de dos fotones $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. El PMT se colocó con una montura que permite fijarlo a la mesa óptica y bloquea el paso de luz de cuarto al interior de dicho PMT. Adicionalmente en la montura se colocó un filtro Melles-Griot que restringe el intervalo de respuesta del PMT a una ventana de 7 nm centrada en 421 nm, suficiente para detectar únicamente la fluorescencia de 420 nm. Midiendo y optimizando la señal a ruido del PMT se llegó a que su voltaje de operación es de 1000 V.

Se realizó espectroscopia de polarización para la transición $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Se lograron observar cuatro pozos Doppler en el espectro, los correspondientes a $F = 2$ y $F = 3$ para ^{85}Rb y $F = 1$ y $F = 2$ para ^{87}Rb . Únicamente se ancló a los dos pozos de F grande para ambos isótopos, esto es, $F = 3$ para ^{85}Rb y $F = 2$ para ^{87}Rb . En cada caso fue posible anclar en transición y entrecruzamiento. Para ambos isótopos la transición en la cual se obtuvo una mejor señal fue la correspondiente a la $F \rightarrow F + 1$.

Una vez que la espectroscopia de polarización garantizaba que había átomos en el estado $5P_{3/2}$, se sintonizó el láser SX-II para alcanzar el nivel $5D_{3/2}$. Debido a que los láseres se colocaron contrapropagantes uno del otro, fue posible obtener espectros libres de ensanchamiento Doppler. Con el sistema de detección construido fue posible observar la fluorescencia que se generaba al decaer los átomos del nivel $5D_{3/2}$. Se utilizaron dos esquemas de barrido para observar la fluorescencia, uno en el cual se anclaba el láser SX-I y se barría el SX-II y otro en el cual se fijaba el voltaje de PZT del SX-II y se barría SX-I. Al anclar en diferentes posiciones fue posible observar como cambiaba la intensidad relativa de los picos de fluorescencia 5.2. La razón de este cambio es que al anclar a diferentes frecuencias se logran sintonizar diferentes velocidades de los átomos de rubidio. Independientemente del esquema de anclado se lograron observar los mismo picos de fluorescencia.

En ^{85}Rb se observaron 4 picos de fluorescencia que corresponden a las transiciones que van a los 4 niveles hiperfinos del estado $5D_{3/2}$, esto es $F = 4, 3, 2, 1$. Sin embargo en ^{87}Rb sólo se observaron 3 picos de los 4 que deberían de aparecer, los correspondientes a los niveles hiperfinos $F = 3, 2, 1$ de $5D_{3/2}$. El último pico no se logró observar ya que el ruido de la señal era mayor que la señal de dicho pico.

Se midió la separación de los picos encontrados en los espectros de fluorescencia y por separado se calcularon las mismas separaciones usando los datos reportados por Arimondo *et. al.* [8]. Se encontró que los resultados experimentales obtenidos coinciden con los cálculos realizados. Las separaciones encontradas se resumen en la tabla 5.3. Adicionalmente fue posible calcular las constantes de acoplamiento hiperfino A y B a partir de las separaciones obtenidas. Las constantes A y B encontradas están listadas en la tabla 5.4. Los resultados para A coinciden con los de Arimondo *et. al.* [8] y los de Nez *et al.* [23]. Sin embargo los resultados de B sólo coinciden con los de Arimondo. Si se quiere mejorar las mediciones será necesario reducir el ruido presente en la señal de fluorescencia, ya que es este ruido el que hace que los picos de menor intensidad fluctuen y no permitan la medición precisa de B.

Este sistema de detección sirve como base para la detección de la transición cuadrupolar $5P_{3/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ por medio de la luz emitida en su decaimiento al estado base. El problema es que esta transición cuadrupolar es mucho menos probable que la transición dipolar que se detectó en este trabajo. Es necesario hacer modificaciones al sistema de detección si se quiere detectar la transición cuadrupolar, ya que en la configuración presentada aquí no es posible observar señales de menor intensidad. Esto último es evidente en el hecho de que no fue posible observar correctamente los picos de fluorescencia de menor intensidad.

Aún queda mucho espacio para la optimización del sistema de detección, especialmente en lo que concierne al sistema óptico utilizado para mandar la mayor cantidad posible de luz al cátodo del PMT (ver sección 4.5). Como ya se mencionó, la lente colectora utilizada, aunque no afecta el resultado buscado en el presente trabajo, no es la óptima si se quieren realizar mediciones aun más precisas. En la tesis de licenciatura de Francisco Ponciano [4] se corrige el sistema óptico y mejora la detección por medio de detección en fase. La corrección del sistema óptico consiste en ocupar una lente que capture la mayor cantidad de fluorescencia, colimándola y mandándola a una segunda lente que la enfoque en el cátodo. Con la detección en fase es posible observar señales que se encuentran por debajo del ruido de la fluorescencia y así detectar la transición cuadrupolar $5P_{3/2} \rightarrow 6P_{3/2}$.

Apéndice A

Transiciones atómicas

A.1. Interacción radiación-átomo

En este trabajo para describir la interacción de un átomo con radiación el tratamiento que se utiliza es semiclásico, esto es la radiación se toma como un campo eléctrico clásico pero se hace uso de la mecánica cuántica para describir el átomo. Por lo tanto el campo eléctrico de la onda plana que interacciona con el átomo será escrita como:

$$\vec{E} = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \hat{e}_x. \quad (\text{A.1})$$

Donde E_0 es la amplitud del campo y \hat{e}_x la dirección de polarización. Sin pérdida de generalidad se escogió la polarización de la onda a lo largo del eje x.

Por otro lado para el átomo empezamos escribiendo la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = H \Psi(\vec{r}, t). \quad (\text{A.2})$$

Donde el Hamiltoniano está dividido en dos partes,

$$H = H_0 + V(\vec{r}, t). \quad (\text{A.3})$$

H_0 es el Hamiltoniano atómico en ausencia de un campo externo. Los eigenvalores y eigenfunciones no perturbadas de H_0 son las energías y funciones de onda atómicas solución para el átomo hidrogenoide. Supongamos que tenemos un átomo con únicamente un electrón de valencia, $V(\vec{r}, t)$ es el Hamiltoniano de interacción entre el electrón y el campo eléctrico de la onda,

$$V(\vec{r}, t) = -e\vec{r} \cdot \vec{E}. \quad (\text{A.4})$$

Sea $\{\phi_n\}$ el conjunto de eigenfunciones para H_0 . Dicho conjunto es completo por

lo tanto es posible escribir la función de onda para el Hamiltoniano en términos de dichas eigenfunciones $\phi(\vec{r}, t)$.

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^n c_i(t) \phi_i(\vec{r}, t). \quad (\text{A.5})$$

Como el Hamiltoniano no perturbado H_0 tiene un potencial que es independiente del tiempo, entonces se puede ocupar separación de variables para escribir por separado la parte espacial y temporal de las eigenfunciones, cómo: $\phi_n(\vec{r}, t) = \psi_n(\vec{r}) e^{-iE_n t/\hbar}$ [13], lo que resulta en:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^n c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar}. \quad (\text{A.6})$$

Sustituyendo la ecuación A.5 en A.2,

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{i=1}^n c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar} \right) = i\hbar \sum_{i=1}^n \dot{c}_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar} - \frac{i}{\hbar} E_i c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar}. \quad (\text{A.7})$$

El lado derecho de la ecuación A.2 queda:

$$H\Psi = H_0\Psi + V(\vec{r}, t)\Psi = \sum_{i=1}^n E_i c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar} + V c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar}. \quad (\text{A.8})$$

Igualando amabas partes,

$$\sum_{i=1}^n i\hbar \dot{c}_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar} + E_i c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar} = \sum_{i=1}^n E_i c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar} + V c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar}. \quad (\text{A.9})$$

Cancelando términos resulta:

$$i\hbar \sum_{i=1}^n \dot{c}_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar} = \sum_{i=1}^n V c_i(t) \psi_i(\vec{r}) e^{-iE_i t/\hbar}. \quad (\text{A.10})$$

Multiplicando en ambos lados por ψ_j^* e integrando en todo el espacio.

$$i\hbar \sum_{i=1}^n \dot{c}_i(t) e^{-iE_i t/\hbar} \int \psi_j^*(\vec{r}) \psi_i(\vec{r}) d^3\vec{r} = \sum_{i=1}^n c_i(t) e^{-iE_i t/\hbar} \int \psi_j^*(\vec{r}) V \psi_i(\vec{r}) d^3\vec{r}. \quad (\text{A.11})$$

Sea $V_{ji}(t) = \int \psi_j^*(\vec{r}) V \psi_i(\vec{r}) d^3\vec{r}$. Como ψ_n es un conjunto ortonormal, entonces la integral $\int \psi_j^*(\vec{r}) \psi_i(\vec{r}) d^3\vec{r}$ es diferente de cero sólo cuando $i = j$.

$$i\hbar\dot{c}_j(t)e^{-iE_jt/\hbar} = \sum_{i=1}^n c_i(t)e^{-iE_it/\hbar}V_{ji}(t). \quad (\text{A.12})$$

Definiendo la frecuencia de resonancia cómo:

$$\omega_{ij} = (E_i - E_j)/\hbar. \quad (\text{A.13})$$

Entonces la ecuación A.12 queda:

$$\dot{c}_j(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_{i=1}^n c_i(t)e^{-i\omega_{ij}t}V_{ji}(t). \quad (\text{A.14})$$

Como hasta este punto no se ha realizado ninguna aproximación la ecuación A.14 es totalmente equivalente a la ecuación de Schrödinger.

A.1.1. Aproximación dipolar eléctrica

Utilizando la expresión del campo eléctrico A.1 para los elementos $V_{ji}(t)$ se llega a que,

$$V_{ji}(t) = -eE_0 \int \psi_j^*(\vec{r})x \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)\psi_i(\vec{r})d^3\vec{r}. \quad (\text{A.15})$$

Donde $x = \hat{e}_x \cdot \vec{r}$, ya que se tomó la dirección de la polarización \hat{e}_x a lo largo del eje x.

Para sacar el coseno de la integral de la ecuación A.15 hay que hacer un análisis de las dimensiones de las cantidades involucradas en su argumento. Consideremos qué la radiación utilizada se encuentra alrededor del visible, con $\lambda \sim 500$ nm y el tamaño del átomo aproximadamente igual al radio de Bohr $a_0 \sim 0.05$ nm. Por otro lado, para una longitud de onda de 500 nm el valor de la frecuencia angular es $\omega \sim 2\pi \times 600$ THz. Si el tiempo de interacción es del orden de los nanosegundos, entonces el segundo producto del argumento del coseno es: $\omega t \sim 2\pi \times 600$.

Como la magnitud del vector de onda \vec{k} es igual a $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, entonces el producto $\vec{k} \cdot \vec{r} \sim 2\pi \times 10^{-4}$ es lo suficientemente pequeño, con respecto a ωt , para ser despreciado. De modo que queda:

$$V_{ji}(t) = -eE_0 \cos(\omega t) \int \psi_j^*(\vec{r})x\psi_i(\vec{r})d^3\vec{r} = -eE_0x_{ji} \cos(\omega t). \quad (\text{A.16})$$

Donde se define x_{ji} cómo:

$$x_{ji} = \int \psi_j^*(\vec{r})x\psi_i(\vec{r})d\vec{r}. \quad (\text{A.17})$$

A esta aproximación se le conoce cómo aproximación dipolar eléctrica y se puede

utilizar cuando la longitud de onda de la radiación es mucho mayor al tamaño del átomo, esto es, $\lambda \gg a_0$.

Se define la frecuencia de Rabi cómo,

$$\Omega_{ji} = \frac{eE_0}{\hbar} x_{ji}. \quad (\text{A.18})$$

Con lo que la ecuación A.14 bajo la aproximación dipolar eléctrica resulta que:

$$i\dot{c}_j(t) = \sum_{i=1}^n c_i(t)\Omega_{ji} \cos(\omega t)e^{-i\omega_{ij}t}. \quad (\text{A.19})$$

A.2. Átomo de dos niveles

Para un átomo de dos niveles las eigenfunciones espaciales $\psi_n(\vec{r})$ satisfacen que:

$$\begin{aligned} H_0\psi_1(\vec{r}) &= E_1\psi_1(\vec{r}), \\ H_0\psi_2(\vec{r}) &= E_2\psi_2(\vec{r}). \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

Escribiendo la solución completa en términos de estas dos eigenfunciones del Hamiltoniano no perturbado.

$$\Psi(\vec{r}, t) = c_1(t)\psi_1(\vec{r})e^{-iE_1t/\hbar} + c_2(t)\psi_2(\vec{r})e^{-iE_2t/\hbar}. \quad (\text{A.21})$$

Donde la normalización requiere que los dos coeficientes dependientes del tiempo satisfagan que

$$|c_1|^2 + |c_2|^2 = 1. \quad (\text{A.22})$$

Para dos niveles de la ecuación A.19 se obtiene,

$$\begin{aligned} \dot{c}_1(t) &= -ic_2(t)\Omega \cos(\omega t)e^{-i\omega_{21}t}, \\ \dot{c}_2(t) &= -ic_1(t)\Omega^* \cos(\omega t)e^{i\omega_{21}t}. \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Donde ω_{21} es la frecuencia de resonancia definida en la ecuación A.13.

A.2.1. Aproximación de onda rotante

Cuando toda la población empieza en el nivel inferior, al tiempo cero se tiene que $c_1(0) = 1$ y $c_2(0) = 0$. Suponiendo que no nos alejamos mucho de dicha condición inicial entonces podemos obtener una aproximación razonable para cuando $c_2(t)$ se mantiene pequeño y donde, por lo tanto, $c_1(t) = 1$. Integrando c_2 de las ecuaciones A.23,

$$c_2(t) = -i \int_0^t c_1(t) \Omega^* \cos(\omega t) e^{i\omega_{21}t} dt = -i \Omega^* \int_0^t \cos(\omega t) e^{i\omega_{21}t} dt. \quad (\text{A.24})$$

Utilizando el desarrollo del coseno en exponenciales complejas se llega a que:

$$c_2(t) = -i \Omega^* \int_0^t \frac{1}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e^{i\omega_{21}t} dt. \quad (\text{A.25})$$

De modo que las ecuaciones resultantes de integrar las ecuaciones A.23, son:

$$\begin{aligned} c_1(t) &= 1, \\ c_2(t) &= \frac{\Omega^*}{2} \left(\frac{1 - e^{i(\omega_{21} + \omega)t}}{\omega_{21} + \omega} + \frac{1 - e^{i(\omega_{21} - \omega)t}}{\omega_{21} - \omega} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Para el caso concerniente a este texto, la frecuencia ω de la radiación es cercana a la frecuencia de la transición atómica ω_{21} (como se menciona en la introducción del capítulo 3). El estado 2 es el de mayor energía, entonces se tiene que para la magnitud de la desintonía $|\Delta\omega| = |\omega - \omega_{21}| \ll \omega_{21}$ y $\omega_{21} + \omega \sim 2\omega$. Comparando ambos términos de la ecuación A.26 para el coeficiente $c_2(t)$, el que tiene el denominador $\omega_{21} - \omega$ es el dominante, de modo que el término con el denominador $\omega_{21} + \omega$ se desprecia.

$$c_2(t) = \frac{\Omega^*}{2} \left(\frac{1 - e^{i\Delta\omega t}}{\Delta\omega} \right). \quad (\text{A.27})$$

La norma del coeficiente $c_2(t)$ es la probabilidad de la transición,

$$|c_2(t)|^2 = \frac{|\Omega^*|^2 (1 - e^{i\Delta\omega t})(1 - e^{-i\Delta\omega t})}{4 \Delta\omega^2}. \quad (\text{A.28})$$

Utilizando identidades trigonométricas se llega a que:

$$|c_2(t)|^2 = \frac{|\Omega^*|^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)}{4 \left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2}. \quad (\text{A.29})$$

Graficando la probabilidad de transición $|c_2(t)|^2$ en función de la desintonía $\Delta\omega$ de acuerdo a la ecuación A.29, se obtiene la gráfica mostrada en la figura A.1. En dicha figura se observa que hay un máximo para el valor $\Delta\omega = 0$, donde:

$$\lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \frac{\text{sen}^2\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2} = t.$$

Los mínimos aparecen cuando $\frac{\Delta\omega t}{2} = \pm 2n\pi$ con $n = 1, 2, 3, \dots$. Por lo tanto el primer mínimo ocurre en $\Delta\omega = 2\pi/t$, donde t es el tiempo de interacción. Como se ilustra en la figura A.1 la separación en picos de frecuencia disminuye conforme el tiempo de interacción t aumenta, tendiendo a juntarse alrededor del pico central.

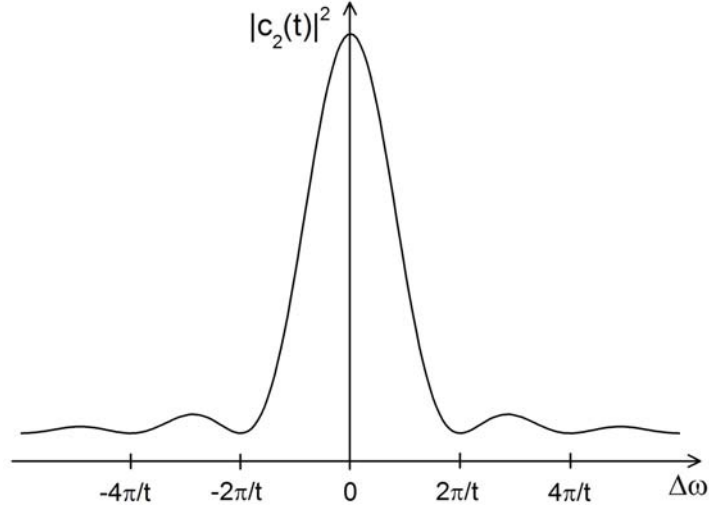


Figura A.1: Gráfica de la probabilidad de transición $|c(t)|^2$ contra la desintonía $\Delta\omega$.

A.2.2. Oscilaciones de Rabi

Para las ecuaciones A.23 se supuso que la interacción con el campo era débil, de manera que la mayoría de los átomos se mantenían en el estado no excitado. Sin asumir una perturbación débil y ocupando el desarrollo del coseno en exponenciales, en las ecuaciones A.19 el coeficiente c_1 queda cómo:

$$\dot{c}_1(t) = -ic_2(t)\frac{\Omega(t)}{2}(e^{i(\omega-\omega_{21})t} + e^{-i(\omega+\omega_{21})t}). \quad (\text{A.30})$$

Utilizando la aproximación de onda rotante, los términos con $(\omega + \omega_{21})$ oscilan rápidamente y se promedian a cero cuando transcurre tiempo.

$$\begin{aligned} \dot{c}_1 &= -\frac{i}{2}c_2\Omega e^{i(\omega-\omega_{21})t}, \\ \dot{c}_2 &= -\frac{i}{2}c_1\Omega^* e^{-i(\omega-\omega_{21})t}. \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Estas ecuaciones se combinan resultando la ecuación diferencial,

$$\frac{d^2c_2}{dt^2} + i\Delta\omega\frac{dc_2}{dt} + \frac{|\Omega|^2}{4}c_2 = 0. \quad (\text{A.32})$$

Tomando las condiciones iniciales $c_1(0) = 1$ y $c_2(0) = 0$ la solución de que el átomo se encuentre en el estado 2 es:

$$|c_2(t)|^2 = \frac{\Omega^2}{W^2} \sin^2\left(\frac{Wt}{2}\right). \quad (\text{A.33})$$

Donde se define la frecuencia de Rabi modificada W cómo,

$$W^2 = \Omega^2 + \Delta\omega^2. \quad (\text{A.34})$$

En resonancia se tiene que $\omega_{21} = \omega$, entonces $\Delta\omega = 0$ y por lo tanto $W = \Omega$, entonces

$$|c_2(t)|^2 = \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right). \quad (\text{A.35})$$

Ahora la población oscila entre los dos niveles. Cuando $\Omega t = \pi$ toda la población habrá pasado del nivel 1 al nivel 2 ya que $|c_2(t)|^2 = 1$. Y cuando $\Omega t = 2\pi$ los átomos ya habrán regresado al estado 1.

Sin embargo ninguno de los dos comportamientos descritos en ésta sección ofrecen la imagen completa de lo que en realidad ocurre en procesos de excitación atómica como los que se presentan en este trabajo. Hay que considerar procesos de decaimiento espontáneo los cuales a continuación se discuten mediante los coeficientes de Einstein. Para entender estos coeficientes mejor se discutirá como el hecho de que las fuentes de radiación no sean monocromáticas modifican las ecuaciones que se han presentado.

Para considerar una fuente no-monocromática de radiación hay que considerar que sucede con la radiación con densidad de energía $\rho(\omega)$ en el intervalo de frecuencias ω a $\omega + d\omega$. Esto produce un campo eléctrico de amplitud E_0 que cumple:

$$\rho(\omega)d\omega = \frac{1}{2}\epsilon_0 E_0^2. \quad (\text{A.36})$$

Despejando E_0 y sustituyendo la expresión de la frecuencia de Rabi (ec. A.18),

$$\Omega^2 = \frac{2e^2}{\epsilon_0 \hbar^2} |x_{12}|^2 \rho(\omega) d\omega. \quad (\text{A.37})$$

Y sustituyendo este valor de Ω^2 en la ecuación A.29. Para obtener el valor de la probabilidad $c_2(t)$ es necesario integrar en el intervalo de frecuencias de la radiación.

$$|c_2(t)|^2 = \frac{e^2}{2\epsilon_0 \hbar^2} |x_{12}|^2 \int_{\omega_{21}-\Delta\omega}^{\omega_{21}+\Delta\omega} \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2} \rho(\omega) d\omega. \quad (\text{A.38})$$

Solamente en el intervalo cercano a ω_{21} la función sinc^1 toma valores considerables, cómo $\rho(\omega)$ varia muy poco en este intervalo se puede evaluar ρ en ω_{21} y sacarse de la integral. Haciendo el cambio de variable $z = \frac{\Delta\omega}{2}t$.

$$|c_2(t)|^2 = \frac{e^2 |x_{12}|^2}{\epsilon_0 \hbar^2} \rho(\omega_{21}) t \int_{-\Delta t/4}^{\Delta t/4} \frac{\sin^2(z)}{z^2} dz. \quad (\text{A.39})$$

Considerando que los limites de integración cumple que $\Delta t/4 \gg \pi$, se puede aproximar e integrar de $+\infty$ a $-\infty$ lo cual da como resultado π .

¹La función sinc se define $\text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$

$$|c_2(t)|^2 = \frac{e^2|x_{12}|^2}{\epsilon_0\hbar^2}\rho(\omega_{21})\pi t. \quad (\text{A.40})$$

Si la fuente no es monocromática tampoco estará linealmente polarizada. Entonces habrá que sustituir $|x_{21}|$ con el promedio de elementos de la matriz de transición dipolar eléctrica $|\vec{r}_{12}|^2/3$.

$$|c_2(t)|^2 = \frac{\pi e^2|\vec{r}_{12}|^2}{3\epsilon_0\hbar^2}\rho(\omega_{21})t. \quad (\text{A.41})$$

Derivando con respecto al tiempo la anterior expresión, se obtiene la tasa de transición del nivel 1 al 2.

$$R_{12} = \frac{d|c_2(t)|^2}{dt} = \frac{\pi e^2|\vec{r}_{12}|^2}{3\epsilon_0\hbar^2}\rho(\omega_{21}). \quad (\text{A.42})$$

A.2.3. Coeficientes de Einstein

El tratamiento que hizo Einstein para el estudio de las transiciones atómicas considera un átomo de dos niveles que interacciona con radiación de densidad de energía $\rho(\omega)$. El conjunto de átomos se consideran dentro de un cuerpo negro en equilibrio con el campo de radiación. El átomo interacciona fuertemente con la parte de la distribución $\rho(\omega)$ cercana a la frecuencia de resonancia ω_{21} . Como ya se vio, esto induce transiciones de absorción que van del nivel 1 al 2 y emisión estimulada que va de 2 a 1. Para mantener el equilibrio en el sistema es necesario que existan transiciones aún cuando no existe la radiación de frecuencia ω_{21} , esto es, transiciones de emisión espontánea de 2 a 1.

Para empezar a escribir esto en ecuaciones, se tienen N_1 átomos en el nivel inferior 1 y N_2 átomos en el nivel de mayor energía. El número total de átomos en el sistema es $N = N_1 + N_2$. Como se demostró en la ecuación A.42 las transiciones son proporcionales a $\rho(\omega_{21})$. De igual manera la tasa de transición deberá ser proporcional al número de átomos en sus respectivos niveles. De este modo la tasa de absorción se escribe cómo:

$$N_1 B_{12} \rho(\omega_{21}), \quad (\text{A.43})$$

donde B_{12} es el coeficiente de Einstein de absorción.

La tasa de emisión estimulada es:

$$N_2 B_{21} \rho(\omega_{21}), \quad (\text{A.44})$$

donde B_{21} es el coeficiente de Einstein de emisión estimulada.

La tasa de emisión espontánea se escribe cómo:

$$N_2 A_{21}, \quad (\text{A.45})$$

donde A_{21} es el coeficiente de Einstein para la emisión espontánea. En el estado 1 la población disminuye por medio del proceso de absorción y aumenta con la emisión estimulada y espontánea. De modo que la tasa de cambio de población para el estado 1 se escribe:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 B_{12} \rho(\omega_{21}) + N_2 B_{21} \rho(\omega_{21}) + N_2 A_{21}. \quad (\text{A.46})$$

Análogamente la tasa de cambio de población para el estado 2 se escribe:

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 B_{12} \rho(\omega_{21}) - N_2 B_{21} \rho(\omega_{21}) - N_2 A_{21}. \quad (\text{A.47})$$

Cuando ocurre el equilibrio termodinámico ambas tasas de transición son igual a cero, $\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$. Ya que en equilibrio no puede haber cambio de átomos entre N_1 y N_2 . De tal manera que de las ecuaciones A.46 y A.47 se obtiene que:

$$-N_1 B_{12} \rho(\omega_{21}) + N_2 B_{21} \rho(\omega_{21}) + N_2 A_{21} = 0. \quad (\text{A.48})$$

Entonces,

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} \rho(\omega_{21})}{B_{21} \rho(\omega_{21}) + A_{21}}. \quad (\text{A.49})$$

En equilibrio térmico a una temperatura T , la población de cada estado se puede expresar con la relación de Boltzmann, $N_i = \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)$ [15]. De tal manera que,

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{21}}{kT}\right). \quad (\text{A.50})$$

Igualando A.49 y A.50 se obtiene que:

$$\rho(\omega_{21}) = \frac{A_{21}}{B_{12} \left(\exp\left(\frac{\hbar\omega_{21}}{kT}\right) - \frac{B_{21}}{B_{12}} \right)}. \quad (\text{A.51})$$

Ya que se considera que los átomos se encuentran dentro de un cuerpo negro, la densidad de energía $\rho(\omega)d\omega$ entre las frecuencias ω y $\omega + d\omega$ depende únicamente de la temperatura T de las superficies del cuerpo negro. Esta densidad de energía en un cuerpo negro esta dada por la función de Planck,

$$\rho(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3 \left(\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1 \right)}. \quad (\text{A.52})$$

Igualando las ecuaciones A.51 y A.52,

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3}, \quad (\text{A.53})$$

y notando el segundo término del numerador se obtiene que:

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = 1. \quad (\text{A.54})$$

Previamente se había obtenido la expresión para la tasa de transición entre 1 y 2 (ec. A.42). Con esto se puede ver cuanto valen los coeficientes de absorción y emisión estimulada.

$$B_{21} = B_{12} = \frac{\pi e^2 |\vec{r}_{21}|^2}{3\epsilon_0 \hbar^2}, \quad (\text{A.55})$$

y conociendo el valor de B_{12} se encuentra que A_{21} vale:

$$A_{21} = \frac{\omega_{21}^3 e^2 |\vec{r}_{21}|^2}{3\pi\epsilon_0 c^3 \hbar}. \quad (\text{A.56})$$

A.3. Perfil de emisión

Considérese que al tiempo $t = 0$ todos los átomos se encuentran en el estado N_2 y no existe radiación que estimule absorción y emisión. Así el único termino de la tasa de transición será aquel que contiene al coeficiente de emisión espontánea,

$$\frac{dN_{21}}{dt} = -N_2 A_{21}. \quad (\text{A.57})$$

Esta ecuación diferencial tiene como solución,

$$N_2(t) = N_{2_0} e^{-t/\tau}. \quad (\text{A.58})$$

Donde $\tau = 1/A_{21}$ es la vida media del estado. Esto indica que los estado excitados no son estados estacionarios sino que decaerán espontáneamente hasta el estado base. La amplitud de la radiación emitida decaerá de la misma manera exponencialmente ya que el estado 2 se irá desocupando exponencialmente como lo indica la ecuación A.58. La expresión para esta amplitud dependiente del tiempo se escribe de la siguiente manera:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_{21}t) e^{-t/\tau}. \quad (\text{A.59})$$

Este decaimiento exponencial será el que brinda el amortiguamiento aún cuando exista radiación que provoque absorción y emisión estimulada. Ocupando la transformada de Fourier ² de la ecuación A.59 se obtiene que:

²La transformada de Fourier de $E(t)$ se expresa cómo $E(\omega) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp^{-i\omega t} dt$, donde

$$E(\omega) = \frac{E_0}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{\frac{1}{\tau} + i(\omega - \omega_{21})} + \frac{1}{\frac{1}{\tau} + i(\omega + \omega_{21})} \right). \quad (\text{A.60})$$

Donde $\tau = \frac{2}{\Gamma}$,

$$E(\omega) = \frac{E_0}{2\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{\frac{\Gamma}{2} + i(\omega - \omega_{21})} + \frac{1}{\frac{\Gamma}{2} + i(\omega + \omega_{21})} \right). \quad (\text{A.61})$$

En el laboratorio lo que se mide no es el campo directamente sino la intensidad $I(\omega)$ del campo. La intensidad I de un campo eléctrico cumple que $I(\omega) \propto E(\omega)E^*(\omega)$. Ocupando la aproximación de onda rotante para despreciar los términos $(\omega + \omega_{21})$ se llega a que:

$$I(\omega) = \frac{C}{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (\omega - \omega_{21})^2}. \quad (\text{A.62})$$

Para encontrar el valor de la constante C es necesario normalizar el perfil de intensidad. Definiendo I_0 como $I_0 = \int I(\omega)d\omega$ se llega a que $C = I_0\Gamma/2\pi$, entonces:

$$I(\omega) = \frac{I_0}{\pi} \frac{\frac{1}{2}\Gamma}{\left(\frac{1}{2}\Gamma\right)^2 + (\omega - \omega_{21})^2}. \quad (\text{A.63})$$

Esta función corresponde a una Lorentziana. Tiene un ancho a la mitad de la altura Γ (abreviada FWHM por las siglas en inglés de *full width at half maximum*) y está centrada en la frecuencia ω_{21} . La gráfica de la función Lorentziana se muestra en la figura A.2.

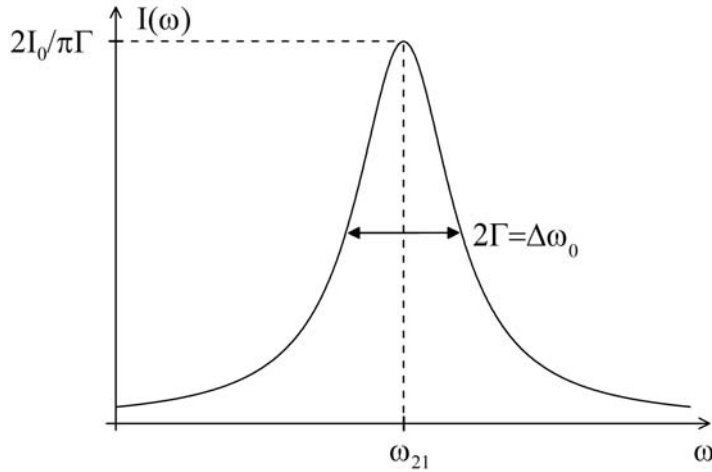


Figura A.2: Gráfica de la función Lorentziana descrita con la ecuación A.63.

Lo que esto dice es que la emisión espontánea no será del todo monocromática, sino que tendrá un ancho natural de $\Delta\omega_0 = 2\Gamma$, con un perfil Lorentziano. Esto

para $t < 0$, $E(\omega) = 0$.

es importante ya que más adelante se verá que la fluorescencia que se detecta en el experimento central de este trabajo es producto del decaimiento espontáneo del nivel $6P$ (sección 2.3 y 5.1).

Apéndice B

Entrecruzamientos

Cuando se observa un espectro de absorción saturada se encuentra que aparecen picos adicionales a los que deberían de aparecer debido a las transiciones atómicas. Estos picos adicionales se conocen como entrecruzamientos y ocurren cuando la separación entre dos niveles que comparten el mismo nivel base es menor que el ensanchamiento Doppler.

Supóngase que existen 3 niveles en un átomo, 1, 2 y 3. Hay transiciones permitidas entre $1 \rightarrow 2$ y $1 \rightarrow 3$, con energías $E_{12} = \hbar(\omega_2 - \omega_1) = \hbar\omega_{12}$ y $E_{13} = \hbar(\omega_3 - \omega_1) = \hbar\omega_{13}$, respectivamente (figura B.1).

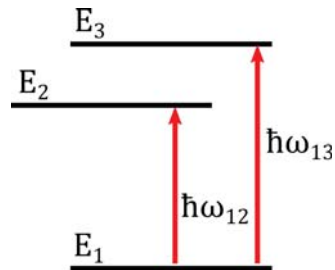


Figura B.1: Átomo de tres niveles, donde los niveles 2 y 3 comparten el estado base 1.

Que los niveles 2 y 3 tengan una separación menor que el ancho Doppler implica que si nos fijamos en el perfil Doppler de velocidades, ambas transiciones tienen una población considerable de átomos con velocidad suficiente para sintonizar la resonancia por corrimiento Doppler. El efecto que el haz de saturación tendrá es hacer dos huecos en esta distribución de velocidades. Cuando los huecos se generan centrados en el grupo de velocidades $v_z = 0$, aparecerán los picos correspondientes a la transición $1 \rightarrow 2$ y $1 \rightarrow 3$, esto es, los picos ya esperados. En la figura B.2 se observa esto en las gráficas 2 y 4 (de izquierda a derecha, parte superior).

Puede ocurrir que la misma población de átomos sintonice al haz de bombeo en la transición $1 \rightarrow 2$ y al haz de prueba en $1 \rightarrow 3$ simultáneamente, cuando esto sucede la

intensidad del haz de prueba aumenta ya que el haz de bombeo forma un hueco. Por simetría, en el mismo instante que ocurre lo descrito anteriormente, también sucede que para el grupo de velocidades con signo opuesto, el haz de bombeo sintoniza la transición $1 \rightarrow 3$ y el haz de prueba la transición $1 \rightarrow 2$, contribuyendo también al aumento de intensidad en el haz de prueba. Esto se cumple justo a la mitad de los picos de ambas transiciones, esto es, a la frecuencia $\omega_X = (\omega_{13} - \omega_{21})/2$. Esto se observa en la tercera gráfica (de izquierda a derecha superior) de la figura B.2.

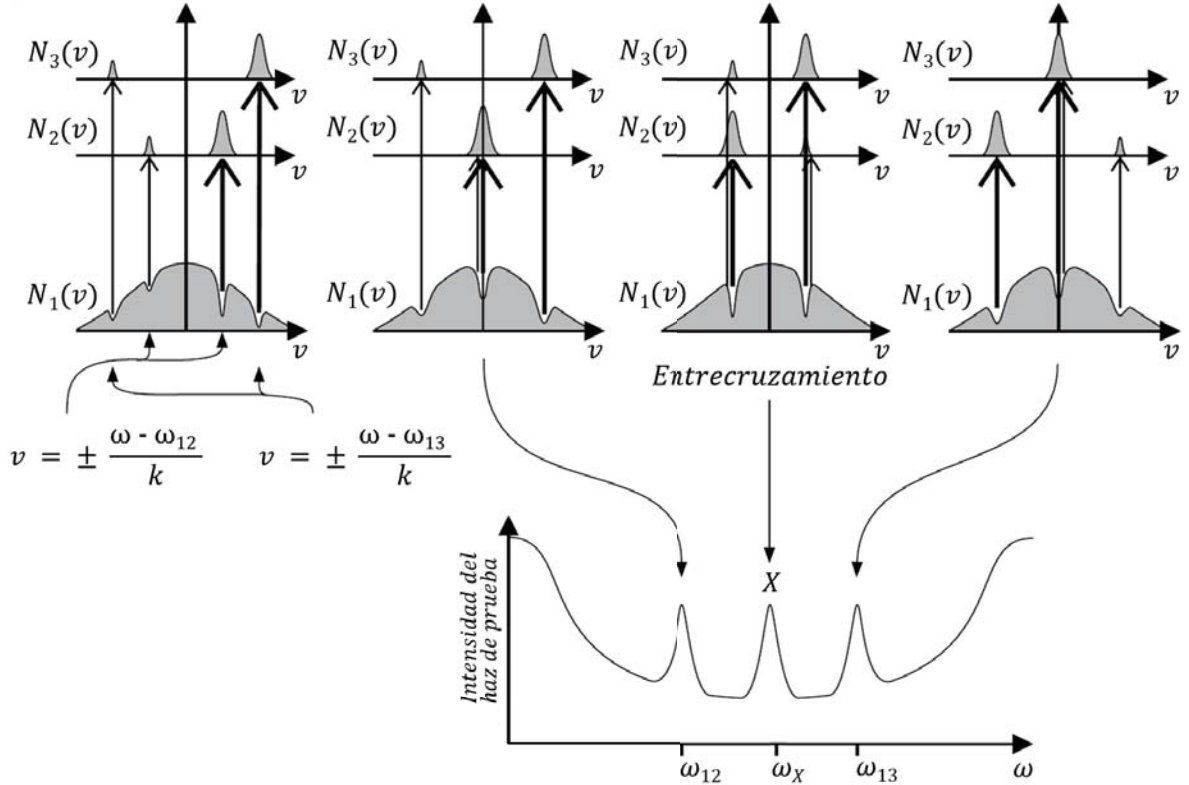


Figura B.2: Formación de entrecruzamientos. El entrecruzamiento ocurre en el pico central de la gráfica, a la mitad de dos picos de absorción saturada correspondientes a las transiciones $1 \rightarrow 2$ y $1 \rightarrow 3$. En el entrecruzamiento el hueco hecho por el haz de bombeo en la transición $1 \rightarrow 2$ reduce la absorción del haz de prueba en la transición $1 \rightarrow 3$ y viceversa. Imagen tomada del Foot [11].

Apéndice C

Planos para las piezas construidas

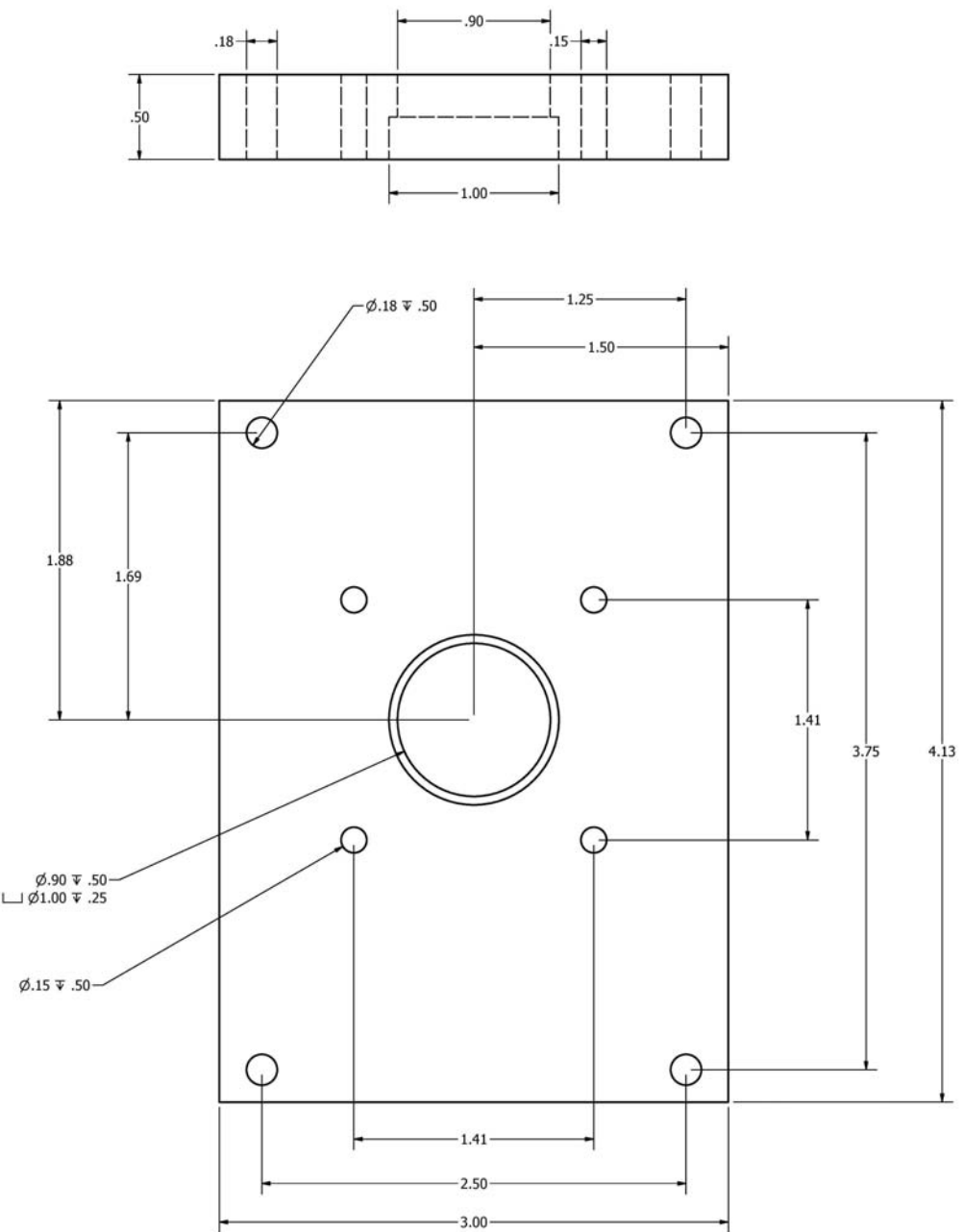
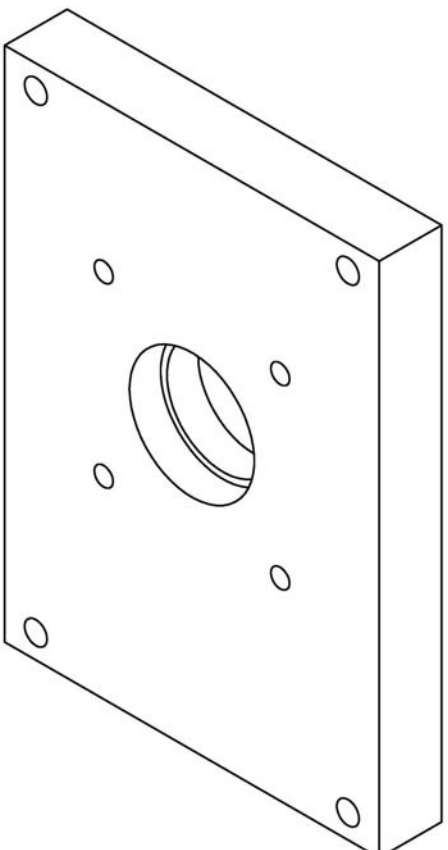


Figura C.1: Plano para la construcción de la pieza A de la montura E utilizada para montar el PMT en el espectrómetro. Las unidades están en pulgadas.

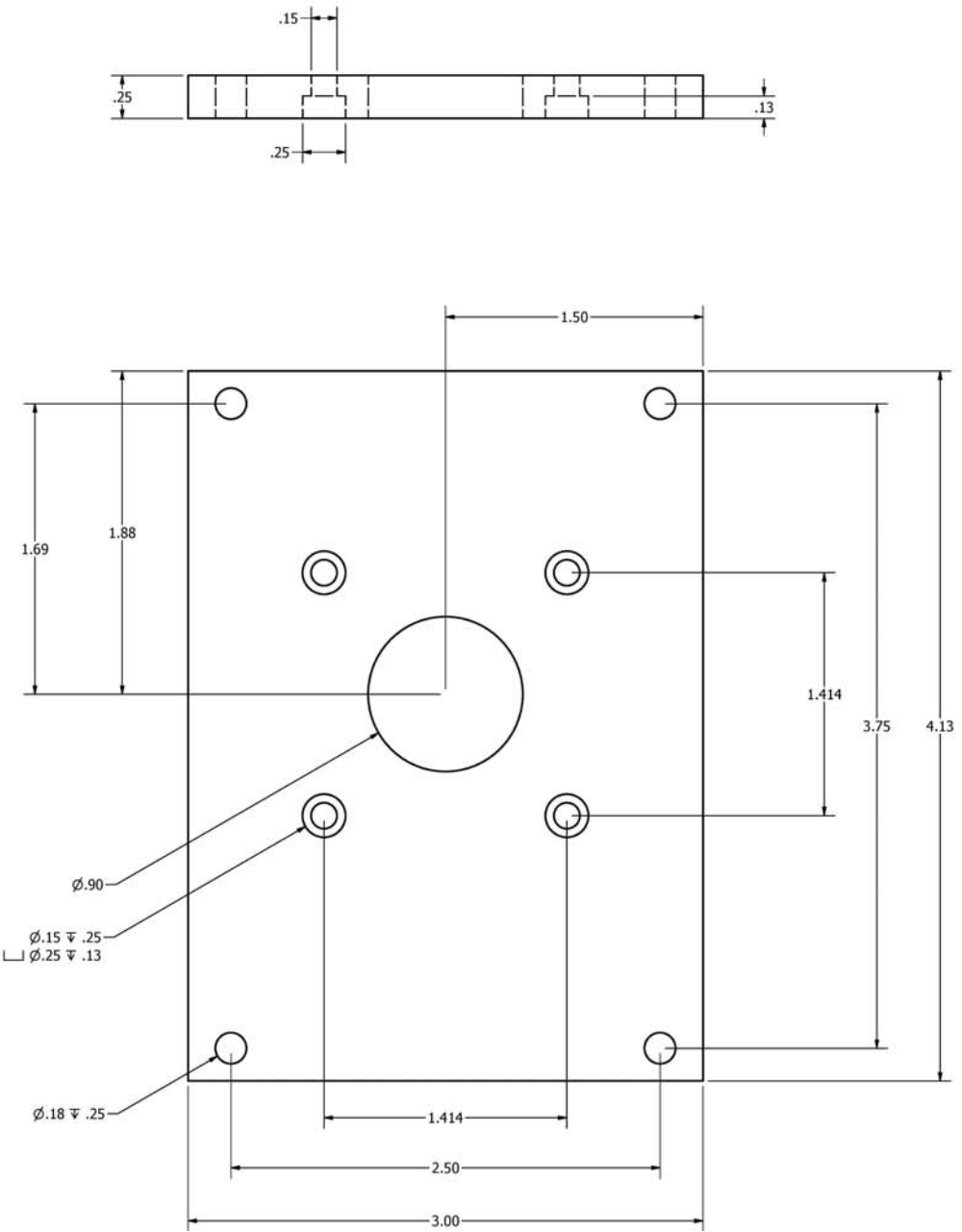
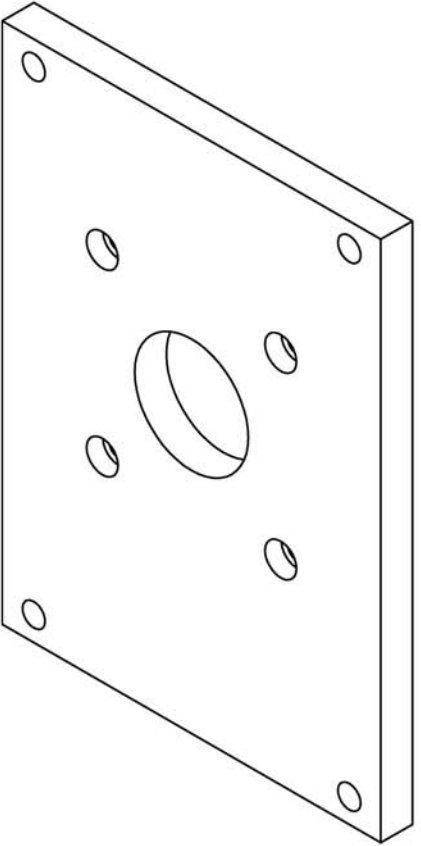


Figura C.2: Plano para la construcción de la pieza B de la montura E utilizada para montar el PMT en el espectrómetro. Las unidades están en pulgadas.

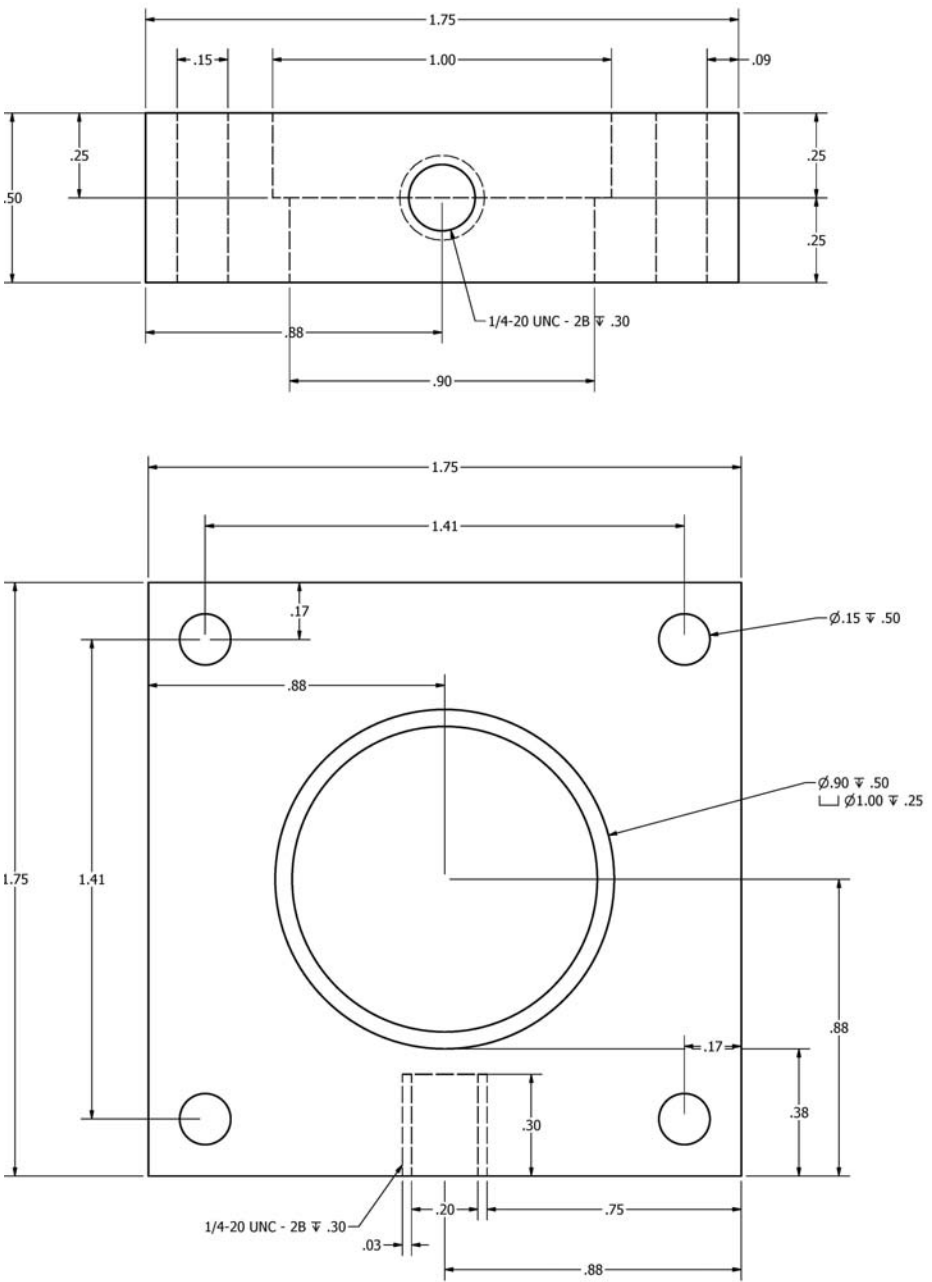
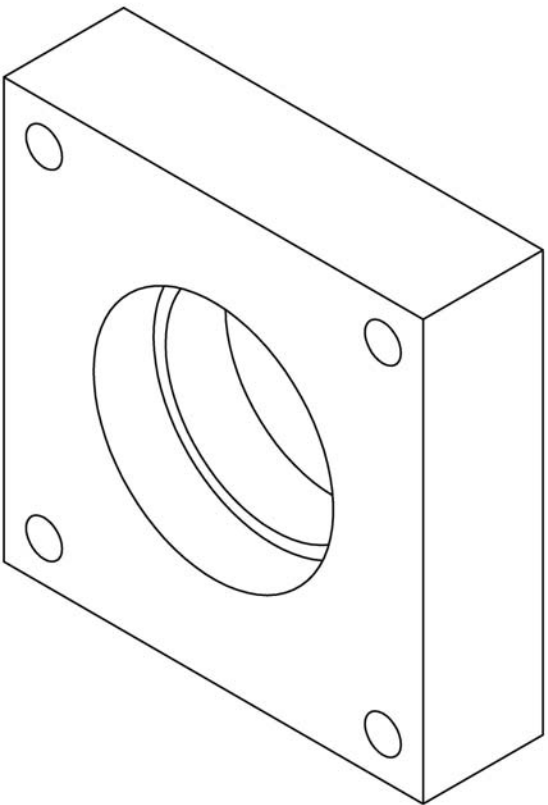


Figura C.3: Plano para la construcción de la pieza M1a utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en pulgadas.

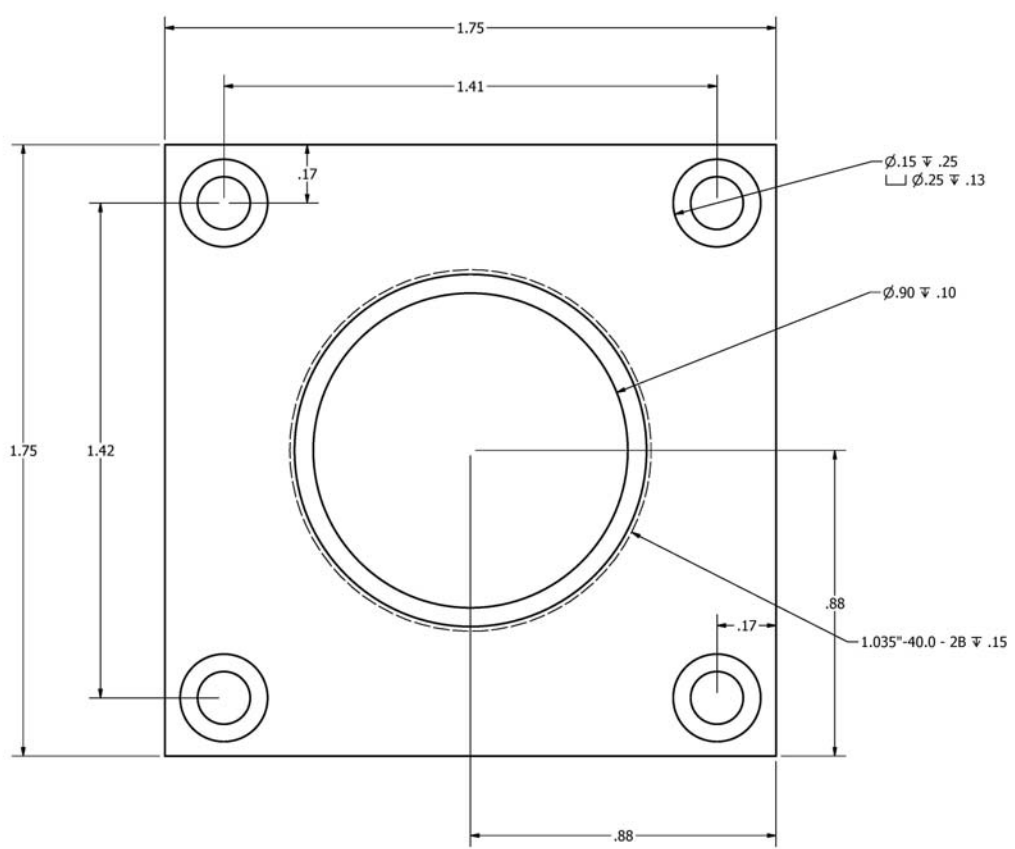
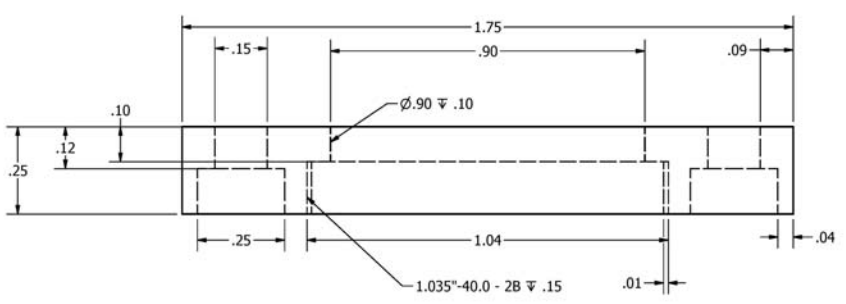
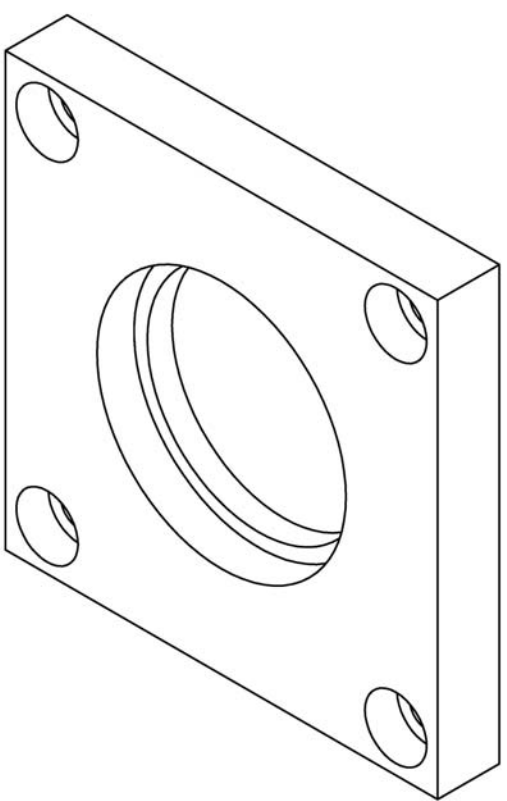


Figura C.4: Plano para la construcción de la pieza M1b utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en pulgadas.

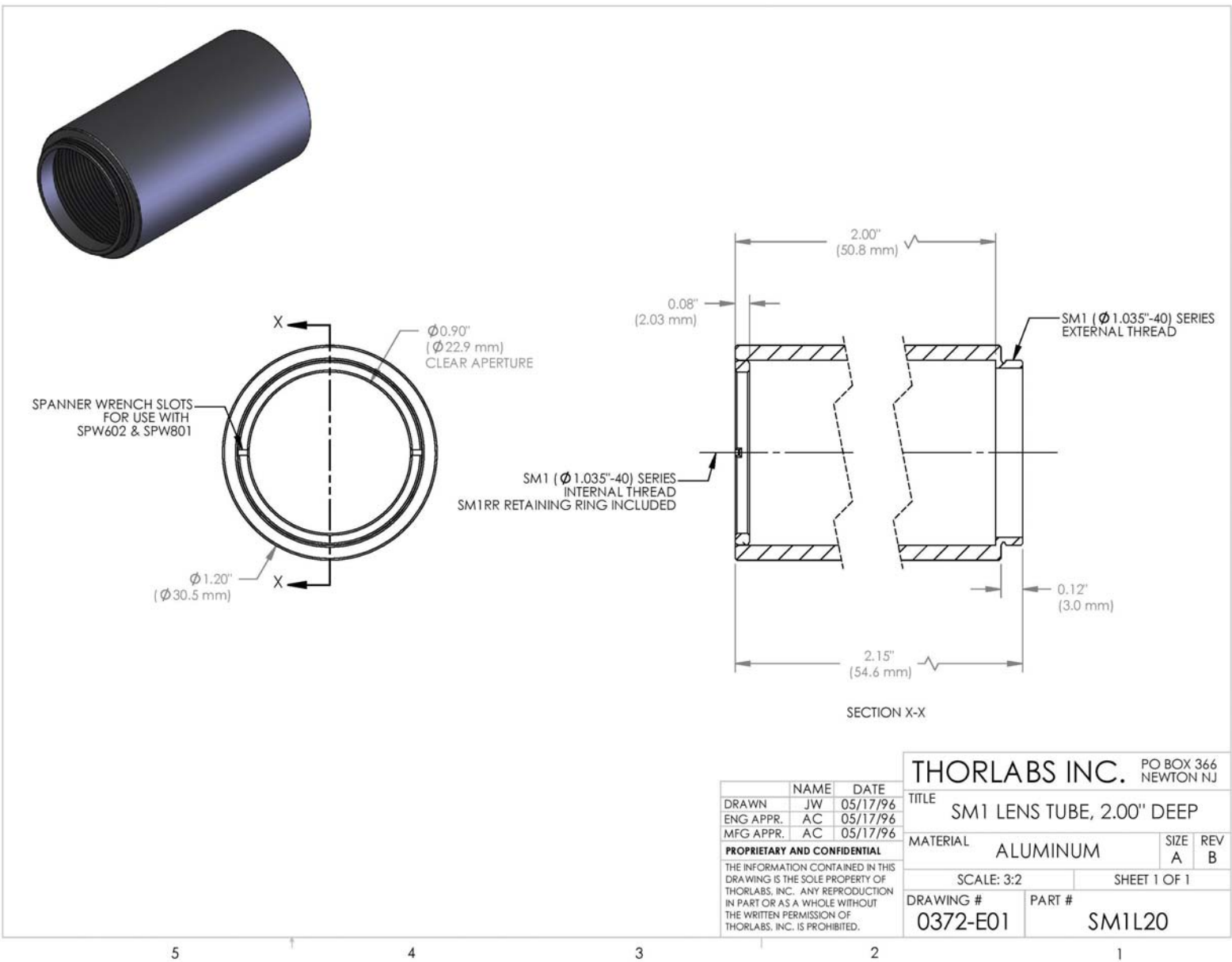
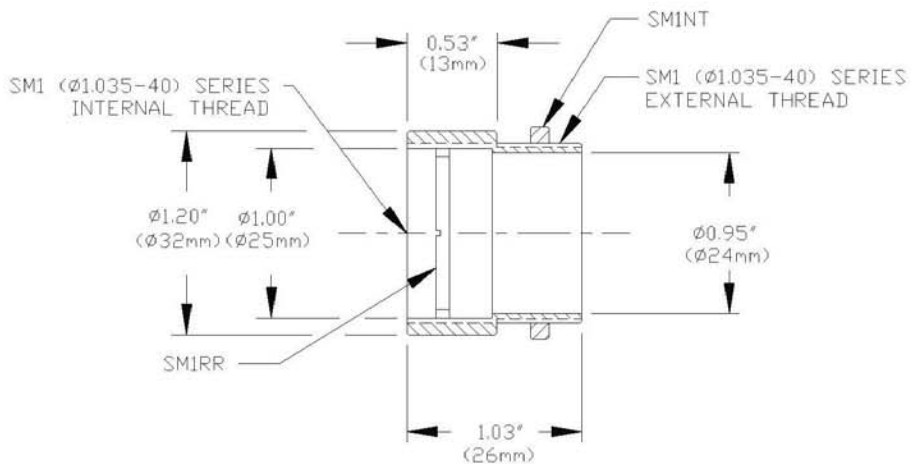


Figura C.5: Dibujo de la pieza SM1L20 utilizada para la montura del PMT.



ADJUSTABLE FOCUS ADAPTER ASSEMBLY
 LOCKING NUT & RETAINING RING INCLUDED

THORLABS			PO BOX 366 NEWTON NJ	
TITLE ADJ. FOCUS ADAPTER ASSEMBLY				
TOL- X,XXX=+/-0.005 X,XX=+/-0.010 ANGULAR +/-30'				
MATERIAL BLACK ANODIZED ALUMINUM			WHERE USED ENGINEERING SUPPORT DRAWING	
DRAWN AC	ENGR. AC	APPROVED AC		
DATE 5/18/96	REV B	SIZE A		SHEET 1 OF 1
DWG NO. 0591-E01	PART NO. SM1V05			

Figura C.6: Dibujo de la pieza SM1V05 utilizada para la montura del PMT.

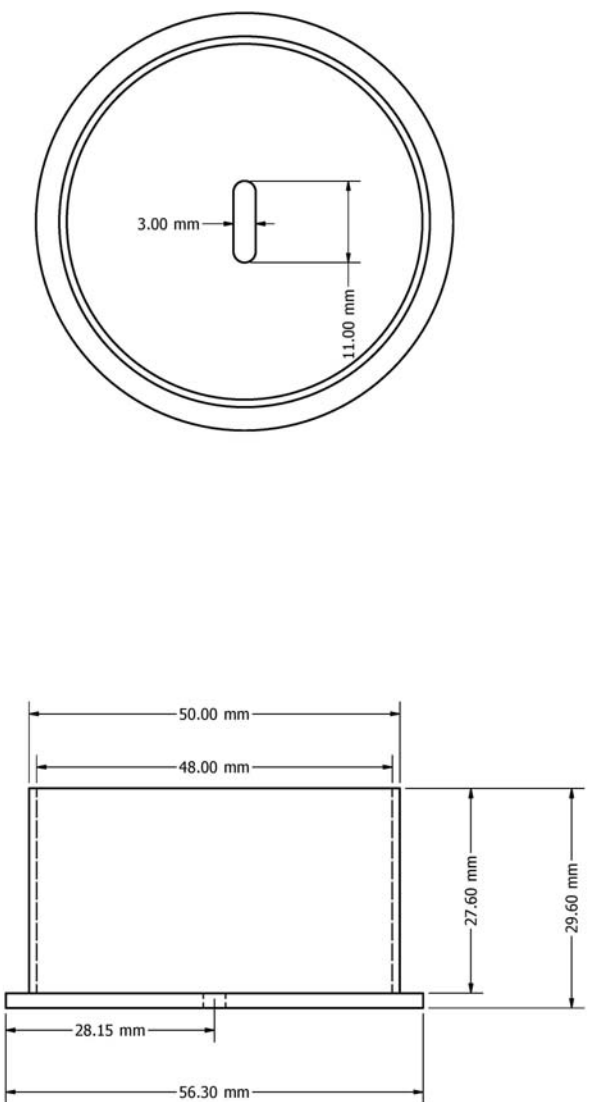
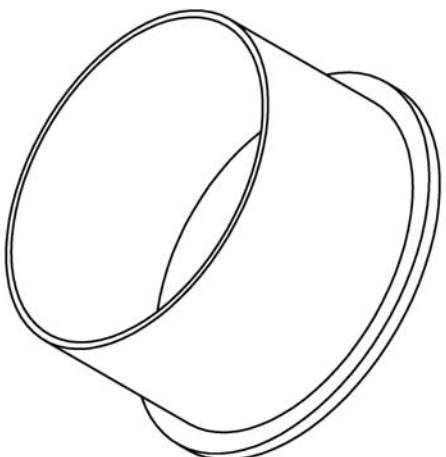


Figura C.7: Plano para la construcción de la pieza M3a utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en mm.

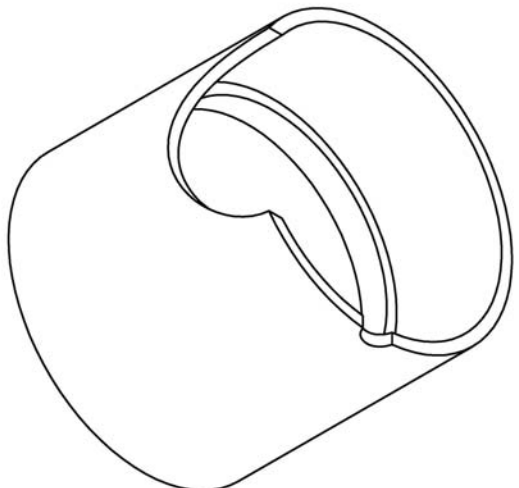
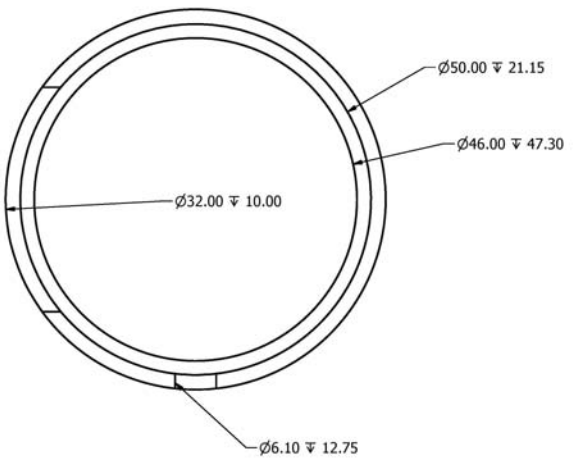
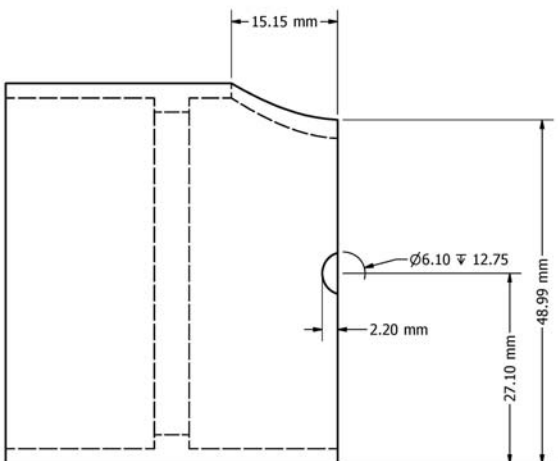
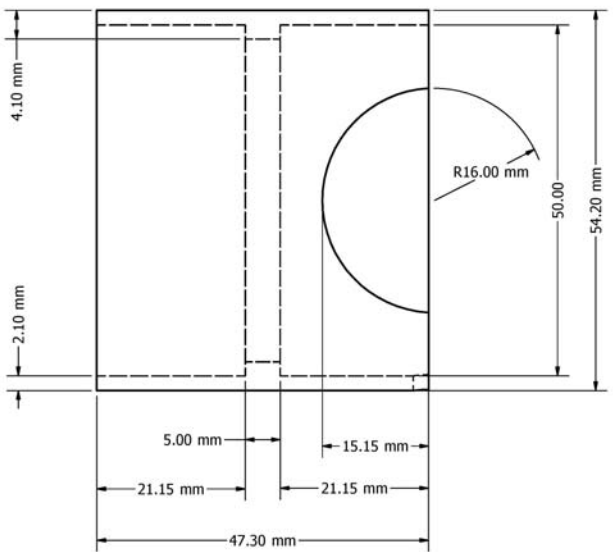


Figura C.8: Plano para la construcción de la pieza M3b utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en mm.

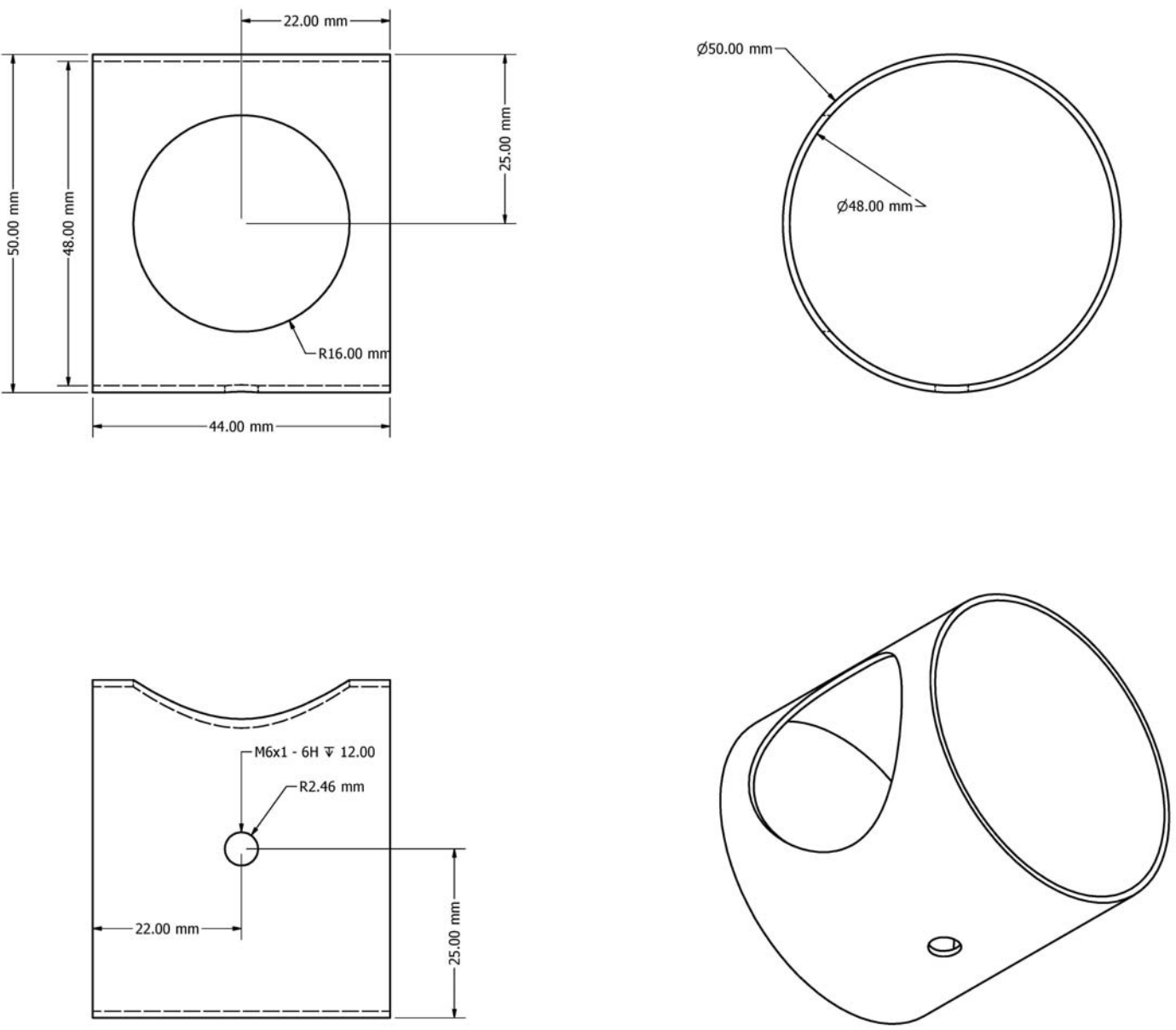
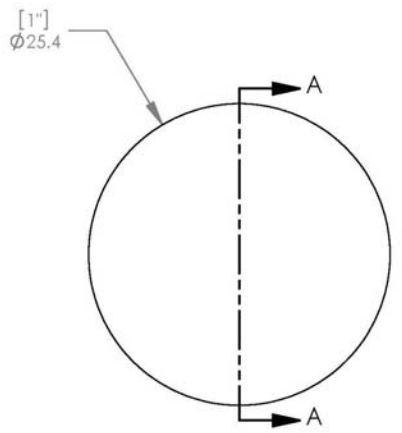
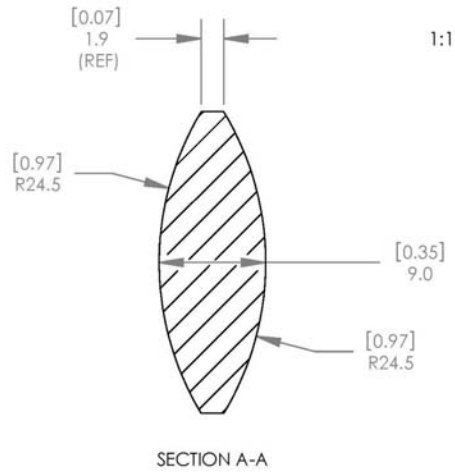


Figura C.9: Plano para la construcción de la pieza M3c utilizada para la montura del PMT. Las unidades están en mm.



1:1 ISOMETRIC VIEW FOR REFERENCE ONLY



- NOTES/SPECIFICATIONS:
- DESIGN WAVELENGTH: 587.6nm
 - FOCAL LENGTH: $f=25.3\text{mm} \pm 1\%$
 - BACK FOCAL LENGTH(REF): $bf=22.2\text{mm}$
 - CLEAR APERTURE: $>90\%$
 - SURFACE QUALITY: 40-20 SCRATCH-DIG
 - CENTRATION: $<3\text{arcmin}$
 - DIAMETER TOLERANCE: $+0.0/-0.1\text{mm}$
 - THICKNESS TOLERANCE: $\pm 0.1\text{mm}$
 - COATING: BBAR $R_{\text{avg}} < 0.5\%$ FROM 350nm-700nm, 0° AOI, ON OUTER OPTICAL SURFACES

ALL DIMENSIONS ARE IN THE FORM $\frac{\text{[in]}}{\text{mm}}$
 THIS DRAWING IS FOR INFORMATION ONLY
 NOT INTENDED FOR MANUFACTURING

THORLABS INC. PO BOX 366
 NEWTON NJ

	NAME	DATE
DRAWN	WD	11/19/2009
ENG APPR.	BW	11/24/2009
MFG APPR.	DD	12/09/2009

TITLE: D=25.4 F=25.4 N-BK7 A COAT
 BI CONVEX LENS

PROPRIETARY AND CONFIDENTIAL
 THE INFORMATION CONTAINED IN THIS DRAWING IS THE SOLE PROPERTY OF THORLABS, INC. ANY REPRODUCTION IN PART OR AS A WHOLE WITHOUT THE WRITTEN PERMISSION OF THORLABS, INC. IS PROHIBITED.

MATERIAL: N-BK7 SIZE A REV. B

SCALE: 2:1 SHEET 1 OF 1

DWG. NO. 4634-E01 PART NO. LB1761-A

5 4 3 2 1

Figura C.10: Diagrama de la lente LB1761-A utilizada en el sistema óptico de la detección de fluorescencia.

Bibliografía

- [1] Bjorkholm, J. E., Liao, P. F. *Line shape and strength of two-photon absorption in an atomic vapor with a resonant or nearly resonant intermediate state*. Phys. Rev A. 14 751. (1976)
- [2] Heavens, O. S. *Radiative transition probabilities of the lower excited states of the alkali metals*. J. Opt. Soc. Am. 51, 1058. (1961)
- [3] Sheludko, D. A., Bell S. C., Vredenburg, Edgar J. D.,² & Scholten, R. E. *Excited-state imaging of cold atoms*. J. Phys.: Conf. Ser. 80 012040. (2007)
- [4] Ponciano, F. *Espectroscopia de la transición cuadrupolar eléctrica $5p_{3/2} \rightarrow 6p_{3/2}$ en el átomo de rubidio*. Tesis para obtener el título de Físico. Director de tesis: Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán. México: Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México. (2014)
- [5] Johnson, L.A.M. Majeed, H.O. & Varcoe, B.T.H. *A three-step laser stabilization scheme for excitation to Rydberg levels in 85Rb* . Applied Physics B, 106(2):257-260. (2012)
- [6] Hernández Gómez, S. *Sistema para producir estados de Rydberg en rubidio atómico a temperatura ambiente con tres fotones*. Tesis para obtener el título de Físico. Director de tesis: Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán. México: Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México. (2014)
- [7] Pires, R., Ascolie, M., Eyler, E. E., Gould, P.L. *Upper limit on the magnetic dipole contribution to the $5p \rightarrow 8p$ transition in Rb by use of ultracold atom spectroscopy*. Phys. Rev A. 80 062502. (2009)
- [8] Arimondo, E., Inguscio, M., & Violino, P., *Experimental determinations of the hyperfine structure in alkali atoms*. Rev. Md. Phys. 49, 31. (1977)
- [9] Steck, D. A. *Rubidium 85 D Line Data*, disponible en línea en <http://steck.us/alkalidata> (revision 0.1.1, 2 May 2008).
- [10] Steck, D. A. *Rubidium 87 D Line Data*, disponible en línea en <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.4, 23 December 2010).

-
- [11] Foot, Christopher J. *Atomic Physics*. Oxford University Press. (2005)
- [12] Metcalf, H. J., & Van der Straten, P., *Laser cooling and trapping*. Springer. Berlin (1999)
- [13] Griffiths, David J. *Introduction to Quantum Mechanics*. Prentice Hall. (1994)
- [14] Sakurai, J. J., & Napolitano, Jim J. *Modern Quantum Mechanics*. Addison-Wesley. 2nd edition. (2010)
- [15] Reif, F. *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*. McGraw-Hill. (1965)
- [16] Mojica, Cristian Adán. *Control digital de los láseres de atrapamiento utilizados en una trampa magneto óptica*. Tesis de maestría. Posgrado en ciencias físicas, UNAM. (2011)
- [17] Reyes, A. *Espectroscopia de polarización en vapor de rubidio utilizando un diodo láser con cavidad extendida*. Tesis para obtener el título de Físico. Director de tesis: Dr. José Ignacio Jiménez Mier y Terán. México: Facultad de Ciencias, Universidad Nacional Autónoma de México. (2008)
- [18] Hawthorn, C.J., Weber, K.P., & Scholten, R.E. *Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam*, Rev. Sci. Instrum. 72, No.12. (2001)
- [19] Demtröder, W. *Laser Spectroscopy*. Springer. 3rd edition. (2003)
- [20] Arnold, A.S. Wilson, J.S., & Boshier, M.G. *A simple extended-cavity diode laser* Rev. Sci. Instrum. 69, No.3. (1998)
- [21] Ward. *Electrical Engineering Science*. McGraw-Hill. (1971)
- [22] Pearman, C.P. *et al.*, *Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 35. (2002)
- [23] Nez, F., & Biraben, F. *Optical frequency determination of the hyperfine components of the $5S_{1/2}$ - $5D_{3/2}$ two photon transitions in rubidium*. Opt. Commun. 102, 432-438. (1993)
- [24] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier tube 1P28 Datasheet*.
- [25] Keithley Instruments. *Model 428 Current Amplifier Instruction Manual*.
- [26] Acton Research Corporation. *Operating Instructions for PD-438/439 Detector Housing*.

- [27] Hamamatsu Photonics. *Photomultiplier tubes basics and applications*. 3rd edition. (2006)
- [28] Princeton Instruments. *Operating Instructions Acton Series SP-2150i*.
- [29] Scheid, Francis J. *Schaum's outline of theory and problems of numerical analysis*. 2nd Ed. McGraw-Hill. (1989)
- [30] Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., & NIST ASD Team (2014). *NIST Atomic Spectra Database (version 5.2)*, [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [Friday, 31-Oct-2014 15:36:45 EDT]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD