



Departamento de Física

---

# Creación de condiciones experimentales para generación de estados no clásicos de luz.

Tesis para optar al Grado de Magíster en Ciencias con Mención en Física

---

*Autor:*  
Javier León Suazo

*Supervisor:*  
Dr. José Aguirre Gómez

Universidad de Concepción  
Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas  
Departamento de Física  
Concepción, Chile.

Julio 2015

# Resumen

En el presente trabajo se describe el desarrollo experimental para la obtención de un haz colimado de luz azul de 420 nm de longitud de onda a través del proceso de mezcla coherente de cuatro ondas en el interior de un material no-lineal. Dos haces de luz (haces de bombeo) de 780 nm y 776 nm de longitud de onda, resonantes con las transiciones  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  y  $5P_{3/2} \rightarrow 5P_{5/2}$  del isótopo  $^{85}\text{Rb}$  (rubidio), respectivamente, controlados en corriente y temperatura, en modo de emisión de radiación única, libre y continua se mezclan coherentemente en el interior de una celda de vapor de rubidio en condiciones controladas de temperatura, generando el haz colimado de luz azul, resonante con la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$  y un haz de  $5,2 \mu\text{m}$  de longitud de onda, resonante con la transición  $5P_{5/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ , del mismo isótopo.

La caracterización espectral de los haces de bombeo es mostrada a través de curvas de absorción directa, absorción saturada y de inducción electromagnética de transparencia en celdas auxiliares de rubidio a temperatura ambiente, lo que constituye condiciones experimentales necesarias para la obtención del haz de color azul.

Resultados experimentales de la generación del haz colimado azul son presentados con base en dos esquemas experimentales: cruzamiento y propagación co-lineal de los haces de bombeo en el interior de la celda. Para el caso co-propagante, la potencia del haz azul es caracterizada en términos de la potencia y la polarización de los haces de bombeo y de la temperatura de la celda de rubidio. El carácter coherente del haz azul generado es evidenciado a través de la formación del patrón de interferencia en un esquema de interferencia de doble rendija tipo Young.

El presente trabajo establece bases experimentales para la obtención y medición de estado no-clásicos de luz, fuertes candidatos para la manipulación de la información en tareas de computación cuántica.



# Índice general

Resumen . . . . .	I
<b>Lista de figuras</b>	<b>v</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Plan de trabajo</b>	<b>3</b>
<b>3. Estructura y descripción atómica</b>	<b>7</b>
3.1. Introducción . . . . .	7
3.2. Estructura atómica . . . . .	8
3.2.1. Niveles de estructura fina . . . . .	9
3.2.2. Niveles de estructura hiperfina . . . . .	11
3.3. Descripción del sistema atómico . . . . .	13
<b>4. Fenómenos de interacción átomo-campo</b>	<b>17</b>
4.1. Introducción . . . . .	17
4.2. Sistema de dos niveles excitado por un campo de frecuencia $\omega$ . . . . .	18
4.3. Absorción saturada . . . . .	25
4.3.1. Modelo para el perfil de absorción . . . . .	25
4.3.2. Absorción . . . . .	27
4.3.3. Ensanchamiento Doppler . . . . .	28
4.3.4. Poblaciones . . . . .	30
4.3.5. Un modelo simple para absorción saturada . . . . .	31
4.4. Transparencia inducida electromagnéticamente . . . . .	33
4.4.1. Sistema Lambda ( $\Lambda$ ) . . . . .	34
4.4.2. Sistema Ve (V) . . . . .	35
<b>5. Mezcla de cuatro ondas</b>	<b>37</b>
5.1. Introducción . . . . .	37
5.1.1. Aplicaciones . . . . .	38
5.2. Medio óptico no lineal . . . . .	38
5.3. Planteamiento teórico para FWM . . . . .	40
5.3.1. Condición de casamiento de fase . . . . .	41
5.3.2. Modelado para FWM . . . . .	42

5.3.3. FWM en vapor atómico de rubidio . . . . .	44
5.3.4. Coherencia del haz generado . . . . .	46
<b>6. Metodología experimental y resultados previos</b>	<b>49</b>
6.1. Introducción . . . . .	49
6.2. Esquema experimental básico . . . . .	50
6.2.1. Celdas de vapor atómico . . . . .	51
6.3. Diodos láser . . . . .	52
6.3.1. Temperatura del diodo láser . . . . .	54
6.3.2. Corriente de alimentación del diodo . . . . .	55
6.4. Control del sistema . . . . .	56
6.4.1. Absorción saturada . . . . .	57
6.4.2. Transparencia Inducida electromagnéticamente . . . . .	59
6.5. Mezcla de cuatro ondas . . . . .	62
6.5.1. Horno para átomos . . . . .	64
6.5.2. Configuración diamante . . . . .	65
6.5.3. Sintonización de los haces incidentes . . . . .	67
6.5.4. Correcciones por pérdidas . . . . .	70
<b>7. Resultados y conclusiones</b>	<b>71</b>
7.1. Resultados . . . . .	71
7.2. Parámetros generales . . . . .	71
7.3. Esquema de haces cruzados . . . . .	73
7.4. Esquema de haces co-propagantes . . . . .	74
7.4.1. Generación de azul versus temperatura de la celda . . . . .	75
7.4.2. Generación de azul versus haces incidentes . . . . .	76
7.4.3. Coherencia del haz generado . . . . .	78
7.4.4. Eficiencia del proceso . . . . .	78
7.4.5. Correcciones por pérdidas . . . . .	79
<b>8. Proyecciones</b>	<b>81</b>
<b>A. Comparación económica</b>	<b>83</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>87</b>

# Índice de figuras

2.0.1.Estructura resuelta con saltos de modo.. . . . .	4
3.2.1.Eschema de los niveles energéticos de los isótopos del rubidio . . . . .	12
4.2.1.Eschema de un sistema atómico de dos niveles. . . . .	19
4.3.1.Simulación de absorción a partir del coeficiente de absorción. . . . .	29
4.3.2.Simulación de absorción saturada. . . . .	32
4.4.1.Eschema energético para EIT en configuración: a) $\lambda$ , b) $V$ . . . . .	34
5.3.1.Eschema energético general de FWM. . . . .	41
5.3.2.Niveles de energía del rubidio, para el sistema en casacada. . . . .	44
6.2.1.Eschema simplificado del experimento . . . . .	51
6.3.1.Potencia del láser versus corriente de alimentación. . . . .	53
6.3.2.A: Termistor, B: Conexión eléctrica, C: Cubierta de cobre, D: Base de aluminio, E: Carcasa . . . . .	53
6.3.3.Espectro de emisión libre del láser para 25° C y 100 mA. . . . .	54
6.3.4.Longitud de onda de emisión versus temperatura del diodo. . . . .	55
6.3.5.Longitud de onda de emisión versus corriente de alimentación. . . . .	56
6.4.1.Eschema usado para absorción saturada. . . . .	57
6.4.2.Línea $D_2$ del rubidio 87 y 85 y transiciones hiperfinas. . . . .	59
6.4.3.Eschema de control de nuestros sistemas láser. . . . .	60
6.4.4.Eschema experimental para EIT. . . . .	60
6.4.5.Resultados de EIT. . . . .	61
6.5.1.Eschema experimental utilizado para hacer FWM. . . . .	63
6.5.2.Horno para la celda y su diseño. . . . .	64
6.5.3.Temperatura del horno versus corriente de alimentación. . . . .	65
6.5.4.Eschema experimental simple para producir luz de 420 nm. . . . .	66
6.5.5.Fotografía de fluorescencia roja. . . . .	68
6.5.6.Absorción directa del haz de 776 nm de longitud de onda. . . . .	69
6.5.7.Fotografía de fluorescencia azul. . . . .	69
6.5.8.Reflexiones y propagación dentro del prisma. . . . .	70
7.1.1.Espectro de emisión tras la celda y acercamientos. . . . .	72
7.3.1.Sección transversal de los haces. . . . .	73

7.3.2.Patrón de interferencia del CBL generado por haces cruzados. . . . .	74
7.4.1.Fotografía de el haz generado, incidiendo en una hoja de papel. . . . .	75
7.4.2.Potencia CBL vs temperatura del medio. . . . .	75
7.4.3.Potencia CBL vs potencias de los haces de bombeo. . . . .	77
7.4.4.Patrón de doble rendija para haces co-propagantes. . . . .	78
8.0.1.Espectro de emisión para dos haces de bombeo. . . . .	82



Abreviación	Significado
SI	sistema internacional
EAS	espectroscopia de absorción saturada
EIT	transparencia inducida electromagnéticamente
FWM	mezcla de cuatro ondas
CBL	luz azul colimada
DL	diodo láser
FD	foto-detector
CP	cubo polarizado
CNP	cubo no-polarizado
LV	lámina de vidrio
CF	circuito de control fino
GF	generador de funciones
Ctrl.	controlador
Osc.	osciloscopio
LMO	lámina de media onda
LCO	lámina de cuarto de onda
E	espejo dieléctrico
LCCAL	laboratorio de control coherente de átomos y luz



# Capítulo 1

## Introducción

Los estados no clásicos de la luz sirven para describir luz que no se comporta como se esperaría según la electrodinámica clásica [1] [10]. Estos estados, nacen en el marco de la mecánica cuántica y la cuantización del campo electromagnético y se observan en fenómenos tales como: luz comprimida (disminución de la incerteza en una de las cuadraturas del campo), estados de Fock (estado con número bien definido de partículas en cada estado) o entrelazamiento cuántico (funciones de onda compartidas por varios elementos de un sistema). La importancia de estos estados radica en que son grandes candidatos como medios para implementar algoritmos de computación cuántica, debido a la posibilidad de generar estados cuánticos de luz suficientemente coherentes, durante el tiempo necesario y de forma controlada. En este tipo de sistemas cuánticos, se reemplaza el tradicional *bit* clásico, biestable, con un *q-bit* o bit cuántico. Los *q-bits* son unidades multiestables y pueden ser obtenidos a partir de la interacción de la luz con materiales no lineales como el propuesto en este proyecto. Por otro lado, ya existen algoritmos que emplean *q-bits*, ya sea para encriptar información o para procesarla, todo de una manera varios órdenes de magnitud más eficiente que cualquier método que existe actualmente [6] [9].

La producción de estados no clásicos de luz es un asunto no trivial, pues presenta múltiples dificultades de índole tanto económicas como técnicas. Económicamente, adquirir uno de estos sistemas en pleno funcionamiento costaría fácilmente decenas de

miles de dólares, por lo que resulta interesante poder reducir ese costo de producción construyendo el sistema a partir de sus componentes básicos, los cuales resultan mucho más asequibles. Desde el punto de vista técnico o de la implementación, la obtención de los mismos es un desafío no menor, pues se necesita un medio atómico con propiedades no lineales y un gran nivel de control en una amplia variedad de parámetros.

En el laboratorio LCCAL, se han implementado sistemas láser de bajo costo, resonantes con las transiciones atómicas de átomos de rubidio, basados en láseres de diodos como fuente emisora de luz. Dichos sistemas, resultan convenientes por su adecuada relación precio-estabilidad, además por ser una fuente de luz suficientemente coherente y manipulable. Para lograr los niveles de control y precisión deseados, se han hecho múltiples pruebas usando los diodos láser que disponemos y se han calibrado mediante la observación de la estructura hiperfina de la línea  $D2$  y  $D1$  de los dos isótopos más comunes del rubidio [15] [14]. Esquemas de absorción saturada, son utilizados como referencia en frecuencia para el control de los haces de luz en todo momento del experimento.

En la presente tesis, mostramos una serie de experimentos de interacción coherente entre átomos y campos electromagnéticos, usando fuentes de luz coherente de bajo costo (hechos en casa), baja potencia, en modo de emisión continua, libre y de una única frecuencia, basadas en diodos láser. En particular, realizamos un estudio experimental del fenómeno no-lineal de mezcla de cuatro ondas en celdas de vapor de rubidio.

Esta tesis está estructurada de la siguiente manera. En el capítulo 2, se presenta la cronología del proyecto, especificando los pasos que se siguieron. En los capítulos 3, 4 y 5 se presentan aspectos teóricos generales para el desarrollo de la tesis, necesarios para el entendimiento de el trabajo realizado. En el capítulo 6 se muestran los desafíos experimentales que se presentaron durante la ejecución de este proyecto, delineando las soluciones implementadas para cada uno de los casos. En el capítulo 7 se muestran los resultados experimentales obtenidos en el proceso de mezcla de cuatro ondas. Finalmente, en el capítulo 8 presentamos comentarios finales y posibles proyecciones de este trabajo.

# Capítulo 2

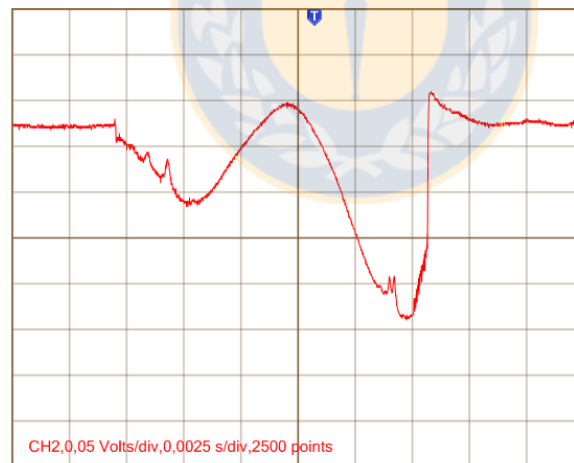
## Plan de trabajo

Si bien esta tesis se centra en el fenómeno de interacción coherente entre átomos y campos, en particular, en el fenómeno de mezcla de cuatro ondas (FWM, del inglés four wave mixing), es preciso señalar que para la obtención de los resultados experimentales mostrados en la presente tesis, ha sido necesario recorrer un largo camino. Para poder dar orden a las diferentes etapas comprendidas en el desarrollo de este proyecto, he organizado el presente capítulo a modo de una cronología curricular, basada en mi experiencia académica personal. Dicho esto, no se debe perder de vista que todo el tiempo, este ha sido un trabajo grupal que no habría podido ser realizado sin la participación de cada uno de los integrantes de este laboratorio, en todas las etapas que se especifican a continuación.

- **2012 - semestre II: Diseño de prototipos I.** Se diseñó el primer diodo láser de bajo costo que hubo en nuestro laboratorio. Este láser emitía en modo libre y era controlado en corriente y temperatura con un controlador Thorlabs ITC102. Dicho control no fue suficiente para permitirnos observar fluorescencia de los átomos de la muestra de rubidio, la cual indica el carácter resonante del haz producido por la fuente de luz coherente.
- **2013 - semestre I: Diseño de prototipos II.** Se adaptó el sistema diseñado previamente para funcionar como un diodo láser de cavidad externa en configu-

ración Littrow [17] [18] [34]. En esta etapa se comenzó a trabajar con las celdas de rubidio y se pudo observar fluorescencia bajo ciertas condiciones, sin embargo, había claros problemas de inestabilidad en la fuente de luz.

- 2013 - semestre II: Proyecto de tesis (pregrado).** Se logró resolver parte importante la estructura hiperfina del rubidio con el sistema construido, trabajando en configuración Littrow. Una señal triangular de modulación, actuaba sobre un actuador piezoeléctrico. Sin embargo, el sistema presentaba claramente saltos de modo (fuente emitiendo en múltiples modos de radiación), por lo que era necesario mejorarlo. Una prueba de la emisión multimodo se muestra en la Fig. 2.0.1, en ella se ve una imagen de la estructura atómica hiperfina para dos transiciones ópticas del rubidio, parcialmente resueltas con un diodo modulado con cavidad externa, donde el detalle izquierdo de la curva representa la transición óptica  $5S_{1/2}$  a  $5P_{3/2}$  del rubidio 87 y la estructura de la derecha muestra la transición  $5S_{1/2}$  a  $5P_{3/2}$  del rubidio 85 con saltos de modo. Los saltos de modo, se ven como anomalías abruptas (discontinuidad de las curvas) en los pozos Doppler



**Figura 2.0.1:** Estructura resuelta con saltos de modo..

- 2014 - semestre I: Tesis I (pregrado).** Se diseñó, construyó e implementó un circuito de control fino de corriente (necesario para ajustar finamente la corriente de alimentación de los diodos láser) y se construyó un segundo sistema láser de

similares características. Debido al buen control en corriente, se comenzaron a hacer pruebas para trabajar con los láser en modo de emisión libre.

- **2014 - semestre II: Tesis II (pregrado).** Esta etapa marcó un punto de inflexión, pues en ella fue posible resolver la estructura completa- fina e hiperfina- de la línea D2 del rubidio (de 780 nm de longitud de onda), con haces de luz en modo de emisión libre, lo cual es una particularidad de este grupo. Esto se logró gracias a la posibilidad de tener control fino y modulación externa actuando directamente sobre la corriente de alimentación del láser. Debido a las condiciones favorables de nuestro sistema, en esta etapa se implementaron los cuatro diodos de emisión libre que hay funcionando actualmente en nuestra mesa óptica y se comenzó a trabajar en el fenómeno de EIT y el fenómeno de generación de segundos armónicos, ambos permitieron trabajos de tesis a dos integrantes del grupo [14] [15].
- **2015 - semestre I: Proyecto de tesis.** En esta etapa, obtenidos resultados de EIT, comenzamos con el estudio experimental de FWM: se diseñó y construyó un horno para la celda de rubidio, se estudió la viabilidad de los distintos esquemas propuestos para hacer FWM y se decidió implementar el esquema en configuración diamante para generación de luz azul. Se obtuvieron los resultados experimentales mostrados en el presente trabajo de tesis.



# Capítulo 3

## Estructura y descripción atómica

### 3.1. Introducción

En el presente capítulo y en los dos siguientes, se introducirá parte fundamental de la teoría que describe los experimentos que se desarrollan en el LCCAL [1]- [7]. Se dará una descripción de la estructura atómica con el objetivo de poder comprender los fenómenos de interacción átomo-campo que nos interesan en este proyecto.

Un sistema atómico está constituido por una enorme cantidad de elementos, por ejemplo, una gota de agua tiene del orden de miles de trillones de átomos ( $\sim 10^{21}$ ). La mecánica cuántica se ocupa de predecir el comportamiento de dichos sistemas usando probabilidades. En general, la mecánica cuántica no puede predecir resultados con absoluta certeza, sin embargo, se pueden modelar sistemas muy complejos con un alto nivel de consistencia.

Como sabemos, un átomo es la porción material menor de un elemento químico que posee las propiedades físicas y químicas del mismo. Pueden ser concebidos como pequeñas esferas, las cuales típicamente tienen radios del orden del Amstrong ( $\sim 10^{-10}$  m) que se componen de un núcleo atómico y el o los electrones que lo orbitan.

El núcleo atómico, contiene más del 99,9% de la masa total, aun cuando ocupa del orden de  $10^{-15}$  del volumen total efectivo del átomo [37]. Este es de carga positiva y sus elementos son los nucleones (neutrones y protones), los cuales se mantienen unidos

por la llamada fuerza nuclear fuerte, que en estas escalas, es muy superior a la fuerza electromagnética de repulsión existente entre los protones de carga positiva.

Respecto a los electrones, se mantienen ligados al núcleo por la fuerza electromagnética atractiva experimentada al ser de carga opuesta. Desde el punto de vista de la mecánica cuántica, los electrones constituyen una nube electrónica alrededor del núcleo, la cual representa densidades de probabilidades de la ubicación del electrón y son descritas por funciones de ondas, las que describen los distintos niveles energéticos que un electrón puede ocupar. El comportamiento de los electrones es fundamental en los fenómenos de interacción átomo-campo, pues estos pueden ser forzados a cambiar su nivel de energía mediante la excitación producida por un campo electromagnético de alguna frecuencia particular, ahí radica la importancia de su descripción, la cual veremos a continuación mediante el uso de los números cuánticos.

## 3.2. Estructura atómica

En principio, existen formas de predecir con precisión los niveles electrónicos y las funciones de onda asociadas a átomos de varios niveles [1] [2], mediante la realización de cálculos basados en mecánica cuántica.

Un tratamiento tosco pero útil, para modelar los átomos de múltiples niveles es la aproximación de campo central, donde se ignoran los momentos nucleares y electrónicos magnéticos y se asume que los electrones no interactúan entre sí, sino con un campo eléctrico radial efectivo proveniente de la distribución de carga que conforma el núcleo y los demás electrones del átomo.

El resolver los niveles energéticos en la aproximación de campo central da origen a una configuración atómica en la que cada electrón queda descrito por los siguientes números cuánticos:

- El número cuántico principal  $n$ , donde  $n$  toma el valor de un número natural distinto de cero y caracteriza geoméricamente la dependencia radial de la función de onda.



- El momento angular orbital  $l$ , admite valores entre 0 y  $n - 1$  y caracteriza la dependencia angular de la función de onda y la magnitud del momento angular orbital  $l$  de un electrón individual al ser autovalor de la ecuación  $l^2\psi = l(l+1)\hbar^2\psi$ .
- El número magnético cuántico  $m_l$  que admite valores entre  $-l$  y  $l$  y caracteriza la dependencia angular y la proyección de  $l$  en un eje de cuantización arbitrario, eje  $z$ . Es autovalor de la ecuación  $l_z\psi = m_l\hbar\psi$ .
- El número cuántico de espín electrónico  $s$ , para fermiones como el electrón, solo admite el valor  $1/2$  y caracteriza la magnitud del momento angular intrínseco de un electrón  $s$ .
- El número de proyección cuántica de espín  $m_s$  que puede valer  $\pm 1/2$  y representa la proyección de  $s$  en un eje de cuantización arbitrario.

En particular, en este trabajo se usan átomos de rubidio. El átomo de rubidio, tiene un número atómico 37 y en su estado basal exhibe la configuración electrónica del gas inerte argón, con un electrón extra en un nivel superior

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s. \quad (3.2.1)$$

En esta configuración, se ve que el último nivel está ocupado por un único electrón, lo que lo hace muy parecido al átomo de hidrógeno, por esto el rubidio es uno de los átomos hidrogenoides. En la configuración electrónica, los números enteros 1 al 5 especifican los valores del número cuántico principal  $n$ . Las letras  $s$ ,  $p$  y  $d$  especifican valores del momento angular cuántico  $l$  (0, 1 y 2, respectivamente), también corresponden a los posibles niveles electrónicos. El superíndice, indica el número de electrones con esos valores de  $n$  y  $l$ , si no hay número, se entiende como un único electrón en dicho nivel.

### 3.2.1. Niveles de estructura fina

Al observar la estructura del átomo, vemos cómo se comportan sus electrones cuando interactúan con la luz. La estructura fina, se produce por la interacción del momento

angular orbital  $\mathbf{L}$  y el momento angular intrínseco  $\mathbf{S}$ , presente tanto en electrones como en fotones. Estas interacciones, son predominantemente de tres tipos: coulombianas repulsivas, entre cada par de electrones, coulombianas atractivas entre electrón y núcleo y órbita-espín, este último tipo está asociado a la energía de orientación  $-\mu \cdot \mathbf{B}$ , donde  $\mu$  es el momento magnético dipolar y  $\mathbf{B}$  es el campo magnético interno del átomo.

A partir de esto se definen dos números de momento angular cuántico:

$\mathbf{L}$  es el número cuántico que describe la magnitud del momento angular orbital total, que es la suma de los momentos angulares orbitales de cada electrón

$$\mathbf{L} = \sum \mathbf{l}_i \quad (3.2.2)$$

y  $\mathbf{S}$ , que es el número cuántico que describe la magnitud del momento angular de espín electrónico total, suma de todos los espines electrónicos individuales

$$\mathbf{S} = \sum \mathbf{s}_i. \quad (3.2.3)$$

La suma de estas magnitudes se conoce como el momento angular electrónico total del átomo y se designa como  $\mathbf{J}$ ,

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (3.2.4)$$

Debido a que para el rubidio, el momento angular  $\mathbf{L}$  puede tomar los valores  $\mathbf{L} = 0$  en su estado fundamental o  $\mathbf{L} = 1$  en su estado excitado y el espín del electrón  $\mathbf{S}$  vale  $\mathbf{S} = \pm 1/2$ , los valores de  $\mathbf{J}$  están acotados por

$$|\mathbf{L} - \mathbf{S}| \leq \mathbf{J} \leq \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (3.2.5)$$

por lo tanto,  $\mathbf{J}$  puede valer 1/2 en la llamada línea D1 ó 3/2 en la línea D2 [35] [36]. Esta información, se reúne en el cuadro 3.1.

Estado	<b>L</b>	<b>S</b>	<b>J</b>
$5S_{1/2}$	0	1/2	1/2
$5P_{1/2}$	1	1/2	1/2
$5P_{3/2}$	1	1/2	3/2

**Cuadro 3.1:** Los valores de **L**, **S** y **J** son los mismos para ambos isótopos.

### 3.2.2. Niveles de estructura hiperfina

Con cada nivel de estructura fina [17], existen niveles aún más finos producto del momento angular del núcleo del átomo. Este momento angular nuclear es mucho más débil que el asociado a los electrones, por esto las divisiones hiperfinas son mucho más pequeñas. El momento angular nuclear es proporcional al momento nuclear angular de espín **I** descrito por el número cuántico **I** el cual depende de la estructura nuclear y por tanto varía con cada isótopo.

Dada esta nueva cantidad, es posible definir un momento angular total **F**

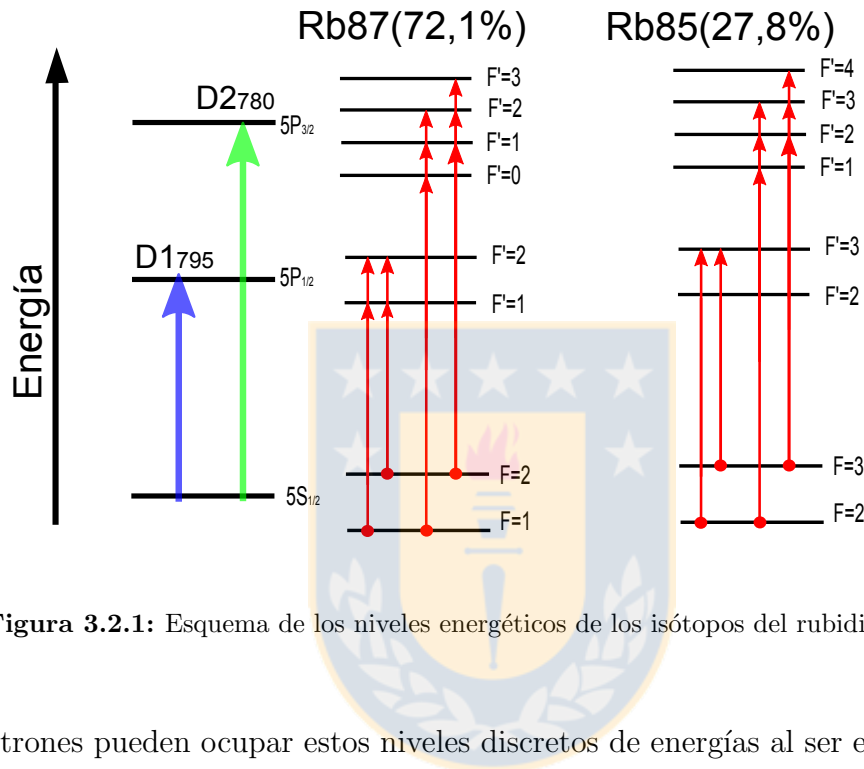
$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}. \quad (3.2.6)$$

La magnitud de **F** puede tomar todos los valores de  $|\mathbf{J} - \mathbf{I}|$  a  $\mathbf{J} + \mathbf{I}$ . Cada estado con valor diferente de **F**, tendrá un valor de energía ligeramente distinto, debido a esto, no hay una notación para indicar el nivel hiperfino de un átomo. Usualmente **F** se indica en diagramas explícitos de los niveles de energía.

El valor de **I** depende exclusivamente del isótopo que estemos tratando, en la naturaleza existen dos isótopos mayoritarios del rubidio:  $^{87}\text{Rb}$  con una abundancia de aproximadamente un 72% y con un valor de  $\mathbf{I} = 3/2$  y  $^{85}\text{Rb}$  con una abundancia del 28% y con  $\mathbf{I} = 5/2$ . Lo anterior, para cada isótopo, permite dos niveles hiperfinos para cada uno de los niveles de estructura fina:  $5S_{1/2}$  a  $5P_{1/2}$  ( $\mathbf{F} = \mathbf{I} - 1/2, \mathbf{I} + 1/2$ ) (línea *D1*) y cuatro niveles hiperfinos para los niveles de estructura fina:  $5S_{1/2}$  a  $5P_{3/2}$  ( $\mathbf{F} = \mathbf{I} - 3/2, \mathbf{I} - 1/2, \mathbf{I} + 1/2, \mathbf{I} + 3/2$ ) (línea *D2*). Los valores permitidos para cada isótopo, se ven en el cuadro 3.2.

Isótopo	<b>J</b>	<b>I</b>	<b>F</b>
$^{85}\text{Rb}$	1/2	5/2	2 o 3
$^{85}\text{Rb}$	3/2	5/2	1, 2, 3 o 4
$^{87}\text{Rb}$	1/2	3/2	1 o 2
$^{87}\text{Rb}$	3/2	3/2	0, 1, 2 o 3

**Cuadro 3.2:** Los valores de **F** difieren para ambos isótopos, a causa de los distintos valores de **I**.



**Figura 3.2.1:** Esquema de los niveles energéticos de los isótopos del rubidio .

Los electrones pueden ocupar estos niveles discretos de energías al ser excitados con radiación electromagnética de alguna frecuencia específica  $\omega_0$ , cuya energía está dada por  $E = \hbar\omega_0$  y su longitud de onda está dada por  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ . La energía entregada por fotones de longitud de onda  $\lambda_0$ , hace que un átomo, o más precisamente un electrón, transite, por ejemplo, de un valor de **J** a un valor **J'**, por eso, se dice que el fotón excita la transición.

El átomo se mantiene en su estado excitado, por una cierta cantidad de tiempo (tiempo de vida), antes de decaer a su estado fundamental. Existen medidas experimentales de los tiempos de vida medio de los estados excitados, por ejemplo, para el rubidio, el tiempo de vida medio del estado  $5P_{1/2}$  es aproximadamente 27,7 ns y el del estado  $5P_{3/2}$  es aproximadamente 26,2 ns, independiente del isótopo [36] [35]. El inverso del

tiempo de vida medio, se conoce como la tasa de decaimiento espontáneo  $\Gamma$  o coeficiente  $A$  de Einstein, que es además el ancho de línea natural de los fotones emitidos espontáneamente.

Si estamos constantemente excitando un átomo con un campo electromagnético apropiado (bombeando), estaremos en presencia de un fenómeno oscilatorio, donde los electrones fluctúan entre los estados fundamental y excitado. Este sistema oscilador de absorción, tiene una fuerza de acoplamiento asociada  $f$ , la cual depende de  $\Gamma$  y las transiciones de  $\mathbf{J}$  a  $\mathbf{J}'$  como sigue

$$f = \frac{2\pi\epsilon_0 m_e c^3}{e^2 \omega_0^2} \frac{2J' + 1}{2J + 1} \Gamma. \quad (3.2.7)$$

### 3.3. Descripción del sistema atómico

Supongamos que tenemos un conjunto de muchos (incontables) átomos que no interactúan entre sí, los cuales queremos modelar físicamente para predecir su comportamiento, por ejemplo, al interactuar con luz. En principio, es imposible escribir las ecuaciones clásicas de movimiento que modelan este sistema, es por eso que para este tipo de situaciones es conveniente recurrir a la mecánica cuántica.

En la mecánica cuántica, la realidad física de un sistema se describe por estados cuánticos [1] [2]. Una forma de describir el estado general de un sistema es identificar los estados puros del mismo, los cuales son independientes entre sí. El estado general del sistema  $|\psi\rangle$  quedará descrito por una combinación lineal de los estados puros, es decir

$$|\psi(t)\rangle = c_a(t) |a\rangle + c_b(t) |b\rangle + c_c(t) |c\rangle + \dots = \sum_n c_n(t) |n\rangle, \quad (3.3.1)$$

donde los coeficientes  $c_n$  son números complejos y los kets  $|n\rangle$  son estados puros del sistema.

La herramienta que utilizaremos para describir el sistema, es la matriz de densidad atómica  $\rho_A$ . En este caso, es posible construir la matriz densidad atómica a partir del estado general, de la siguiente forma

$$\rho_A(t) = \sum_n p_n |n\rangle \langle n|, \quad (3.3.2)$$

donde  $p_n = |c_n|^2$  representa la probabilidad de encontrar a nuestro sistema en un estado  $|n\rangle$ .

Reescribimos nuestro operador matriz densidad en términos de una base de estados estacionarios que no tengan dependencia temporal, en tal caso, la dependencia será traspasada a los coeficientes

$$\rho_A(t) = \sum_k \sum_n \sum_m p_k c_{nk}(t) c_{mk}^*(t) |u_m\rangle \langle u_n| \quad (3.3.3)$$

En esta representación podemos distinguir los elementos no diagonales es decir

$$\rho_{nm}(t) = \sum_k p_k c_{nk}(t) c_{mk}^*(t), \quad n \neq m. \quad (3.3.4)$$

Estos elementos, son proporcionales a los términos cruzados de la ecuación 3.3.3 y representan interferencias o coherencias entre los estados  $|u_m\rangle$  y  $|u_n\rangle$ , en otras palabras, los fenómenos de interferencia cuántica se observan cuando hay elementos no diagonales distintos de cero.

Los elementos diagonales de la matriz densidad,

$$\rho_{nn}(t) = \sum_k p_k |c_{nk}(t)|^2, \quad (3.3.5)$$

son proporcionales al número de átomos ocupando un cierto estado, luego, nos dan una idea de cómo se distribuye la población de los átomos. Por ejemplo, un sistema con todos sus elementos en un estado puro, tendrá un solo elemento igual a uno en su diagonal y todos los demás elementos de la matriz serán nulos. Como son proporcionales al número de átomos en cada posible estado, dichos elementos deben cumplir

$$0 \leq \rho_{nn}(t) \leq 1; \quad \sum_n \rho_{nn}(t) = 1. \quad (3.3.6)$$

Por ejemplo, una matriz cuyos elementos diagonales son distintos de cero y sus elementos no diagonales son igual a cero, representa un sistema cuyo grado de coherencia es nulo, es decir, no es posible detectar tránsito entre sus estados.

Cabe notar que la matriz densidad  $\rho_A$  es un operador hermítico, por lo que siempre es posible diagonalizarla, esto quiere decir que siempre existe una base en la cual el sistema tiene coherencias nulas, luego la coherencia de un sistema depende de la elección de una base de estados.

La utilidad de la matriz densidad  $\rho_A$ , es que nos permite calcular el valor esperado o medio de un determinado observable u operador cualquiera  $\mathbf{T}$ , calculando

$$\langle \mathbf{T} \rangle = \sum_k p_k \langle \psi | \mathbf{T} | \psi \rangle = Tr(\mathbf{T} \rho_A), \quad (3.3.7)$$

con  $|\psi\rangle$  una base de estados estacionarios del átomo libre. Conociendo la matriz densidad, es posible encontrar la ecuación de movimiento del sistema a partir de la siguiente relación

$$i\hbar\dot{\rho}_A = [H, \rho_A] + \left. \frac{\partial \rho_A}{\partial t} \right|_{t=rel}. \quad (3.3.8)$$

Esta relación se conoce como la ecuación óptica de Bloch, cuya primera parte corresponde a la ecuación de Schrödinger y el último término se debe a la interacción del átomo con su entorno en un estado de relajación. Esta ecuación nos da la tasa de variación de la matriz densidad atómica  $\rho_A$ , incluyendo la interacción con un campo externo y un amortiguamiento producido por emisión espontánea.





# Capítulo 4

## Fenómenos de interacción átomo-campo

### 4.1. Introducción

Desde hace miles de años que el ser humano es consciente de las interacciones entre materia y energía. La concepción del átomo viene desde la Antigua Grecia, y fue propuesto por filósofos griegos como Demócrito, Leucipo y Epicuro. Estos científicos primitivos, planteaban que el universo estaba compuesto por tierra (sólido), agua (líquido), aire (gas), fuego (plasma) y éter los cuales eran simples fases o estados de una misma materia, que lo compone todo y que transita entre éstos. Esta descripción fue tan exitosa, que determinó la cosmovisión de la cultura occidental y no tuvo avances significativos hasta que en 1773 el químico francés Antoine-Laurent de Lavoisier postuló su enunciado: "La materia no se crea ni se destruye, simplemente se transforma", se había postulado la ley de conservación de la masa o ley de conservación de la materia.

El próximo gran salto vino en 1899, cuando el físico alemán Max Planck modeló correctamente la radiación del cuerpo negro asumiendo que el intercambio de energía entre luz y materia ocurría en cantidades discretas que él llamó cuantos, con esto nace la física cuántica. Con el descubrimiento del efecto fotoeléctrico, cuya descripción teórica fue hecha en 1905 por Albert Einstein, se introduce el concepto de partículas de luz, que se

llamaron posteriormente fotones. A partir de este punto, se entienden las interacciones luz-materia como fenómenos uno es a uno, donde átomos, en particular, electrones y fotones interactúan determinando la dinámica de intercambio entre materia y energía que se observa en el universo.

Tras el desarrollo de la ciencia del láser, en la década de los 1960, se comenzó a estudiar ampliamente en laboratorios de todo el mundo los fenómenos de interacción coherente de luz con materia. Por primera vez se contaba con una fuente totalmente caracterizada y altamente coherente de luz. A continuación, se muestran aspectos importantes de la teorización de los fenómenos de interacción átomo-campo electromagnético que estudiamos en el LCCAL.

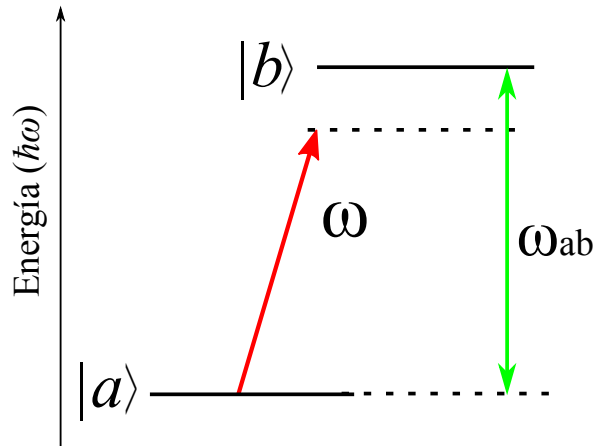
## 4.2. Sistema de dos niveles excitado por un campo de frecuencia $\omega$

El sistema de dos estados es uno de los sistemas cuánticos básicos que necesitamos para darle peso teórico a nuestros experimentos. Un ejemplo de este tipo de sistemas, es un simple átomo hidrogenoide cuyo electrón está ocupando su último nivel y que al recibir radiación electromagnética de una determinada frecuencia, pasa a un estado excitado en donde el electrón ocupa un nivel de mayor energía [1]. La figura ??, es un esquema donde se aprecian los elementos de un sistema de dos niveles:  $|a\rangle$  y  $|b\rangle$ .  $\Gamma$  es la tasa de emisión espontánea,  $\omega$  es la frecuencia del campo y  $\omega_{ab}$  es la frecuencia de transición atómica entre los niveles.

Usaremos la ecuación óptica de Bloch (3.3.8), para encontrar la ecuación de movimiento de las densidades atómicas.

Si asociamos el coeficiente  $a$  al nivel basal y  $b$  al excitado, la matriz densidad para el sistema de dos niveles queda dada por

$$\rho_A = \rho_{aa} |a\rangle \langle a| + \rho_{bb} |b\rangle \langle b| + \rho_{ab} |a\rangle \langle b| + \rho_{ba} |b\rangle \langle a|. \quad (4.2.1)$$



**Figura 4.2.1:** Esquema de un sistema atómico de dos niveles.

Ahora queremos saber qué forma tiene el hamiltoniano  $H$ , el cual descomponemos como  $H = H_A + H_V$ , donde  $H_A$  es el hamiltoniano para un sistema biestable y  $H_V$  es la contribución energética producto de la interacción con radiación electromagnética, la cual representaremos como  $\mathbf{E}$ .

Si llamamos al estado fundamental  $|a\rangle$  y al estado excitado  $|b\rangle$ , donde  $\hbar\omega_a$  y  $\hbar\omega_b$  son las energías respectivas asociadas a los niveles. Dichas frecuencias definen la frecuencia de Bohr  $\omega_0 := \omega_b - \omega_a$ . La construcción del hamiltoniano de un sistema de dos niveles queda

$$H_A = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b|. \quad (4.2.2)$$

Para ver como afecta un campo externo, consideremos un sistema de dos niveles atómicos de momento dipolar  $\mathbf{D} = -e\mathbf{R}$ , capaz de interactuar con un campo monocromático  $\mathbf{E}$ , que oscila con frecuencia  $\omega$ . En tal caso, se tiene un potencial de interacción

$$V = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} \quad (4.2.3)$$

donde el campo eléctrico está dado por

$$\mathbf{E} = E \cos(\omega t) = \frac{1}{2}[E^* e^{-i\omega t} + E e^{i\omega t}]. \quad (4.2.4)$$

Para escribir  $\mathbf{D}$  de forma más simple, recordamos que  $\mathbf{D}$  es un operador impar, luego, sus elementos diagonales son nulos ( $\langle n | \mathbf{D} | n \rangle = D_{nn} = 0$ ), entonces tenemos que

$$\mathbf{D} = D_{ab} |a\rangle \langle b| + D_{ba} |b\rangle \langle a| \quad (4.2.5)$$

Además conviene notar que el módulo del momento dipolar no depende del sentido de la transición, esto nos lleva a  $D_{ab} = D_{ba} = D$ .

Ahora reemplazamos (4.2.4) y (4.4.4) en (4.2.3) y obtenemos la forma del potencial

$$V = -\frac{D}{2}[E^* e^{-i\omega t} |a\rangle \langle b| + E^* e^{-i\omega t} |b\rangle \langle a| + E e^{i\omega t} |a\rangle \langle b| + E e^{i\omega t} |b\rangle \langle a|]. \quad (4.2.6)$$

Podemos simplificar la ecuación (4.2.6), si consideramos que el operador bajador  $|a\rangle \langle b|$  es proporcional a  $e^{-i\omega_0 t}$ , mientras que el operador subidor  $|b\rangle \langle a|$  es proporcional a  $e^{+i\omega_0 t}$ . De esta forma, podemos descartar el primer y último término de la ecuación (4.2.6), pues son términos de evolución rápida que evolucionan proporcional a  $e^{\pm i(\omega+\omega_0)t}$ . Nos quedaremos con los términos centrales que evolucionan de forma más lenta proporcional a  $e^{\pm i(\omega-\omega_0)t}$ . Esta aproximación se llama aproximación de onda rotatoria. Tenemos que

$$V \approx V_{RWA} = -\frac{D}{2}[E e^{i\omega t} |a\rangle \langle b| + E^* e^{-i\omega t} |b\rangle \langle a|]. \quad (4.2.7)$$

Considerando todo lo anterior y  $H_V = V_{RWA}$ , la ecuación de movimiento del sistema queda

$$i\hbar \dot{\rho}_A = [H_A + V_{RWA}, \rho_A]. \quad (4.2.8)$$

Existe una frecuencia de acoplamiento del campo externo con el sistema, llamada frecuencia de Rabi  $\Omega$ ,

$$\Omega := -\frac{DE}{2\hbar}, \quad (4.2.9)$$

entendida como la frecuencia con la cual el átomo circula entre el estado fundamental

## 4.2. SISTEMA DE DOS NIVELES EXCITADO POR UN CAMPO DE FRECUENCIA $\omega$ 21

y el excitado. La amplitud del campo eléctrico  $E$  se relaciona con la intensidad  $I$  por  $I = 2\epsilon_0 c |E|^2$ , la frecuencia de Rabi puede expresarse como

$$\Omega = -\frac{D}{\hbar} \sqrt{\frac{I}{2\epsilon_0 c}}. \quad (4.2.10)$$

Si consideramos que el valor del momento dipolar  $D$  del rubidio, es del orden de  $10^{-29}[\text{C} \cdot \text{m}]$ , que la constante de plank  $\hbar$  es del orden de  $10^{-34}[\text{J} \cdot \text{s}]$  y que la potencia de una fuente coherente de luz láser típica es del orden de  $50 \text{ mW}/\text{cm}^2$ , los valores de la frecuencia de Rabi en el laboratorio serán menores a los MHz ( $< 10^6 \text{ Hz}$ ), unas 30 veces menor a la tasa de decaimiento espontáneo [7].

La ecuación (4.2.8), genera el siguiente sistema de ecuaciones

$$\dot{\rho}_{aa} = i\Omega^* e^{i\omega t} \rho_{ab} - i\Omega e^{i\omega t} \rho_{ba} \quad (4.2.11)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = -\dot{\rho}_{aa} = i\Omega e^{i\omega t} \rho_{ba} - i\Omega^* e^{i\omega t} \rho_{ab} \quad (4.2.12)$$

$$\dot{\rho}_{ba} = i\Omega^* e^{i\omega t} (\rho_{aa} - \rho_{bb}) - i\omega_0 \rho_{ab} \quad (4.2.13)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = \dot{\rho}_{ba}^*. \quad (4.2.14)$$

Con el fin de neutralizar los términos que contienen funciones exponenciales, hacemos un nuevo cambio de variables,

$$\rho_{aa} = \sigma_{aa} \quad (4.2.15)$$

$$\rho_{bb} = \sigma_{bb} \quad (4.2.16)$$

$$\rho_{ba} = e^{-i\omega t} \sigma_{ba} \Rightarrow \dot{\rho}_{ba} = e^{-i\omega t} (-i\omega \sigma_{ba} + \dot{\sigma}_{ba}) \quad (4.2.17)$$

$$\rho_{ab} = e^{i\omega t} \sigma_{ab} \Rightarrow \dot{\rho}_{ab} = e^{i\omega t} (i\omega \sigma_{ab} + \dot{\sigma}_{ab}). \quad (4.2.18)$$

Definimos la desintonía del átomo con el campo como

$$\delta := \omega - \omega_0, \quad (4.2.19)$$

tal que un campo muy desintonizado es aquel que cumple  $\delta \gg \Gamma$ , luego el sistema de

ecuaciones (4.2.15) nos queda

$$\dot{\sigma}_{aa} = i\Omega^* \sigma_{ab} - i\Omega \sigma_{ba} \quad (4.2.20)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = i\Omega \sigma_{ba} - i\Omega^* \sigma_{ab} \quad (4.2.21)$$

$$\dot{\sigma}_{ba} = i\Omega^* (\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + i\delta \sigma_{ba} \quad (4.2.22)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -i\Omega (\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) - i\delta \sigma_{ab}. \quad (4.2.23)$$

Consideremos los términos de relajamiento que se observan en la ecuación (3.3.8). El estado excitado pierde población de manera proporcional a la población existente con constante de proporcionalidad igual a la tasa de emisión espontánea  $\Gamma$ . El estado fundamental gana exactamente la población que el excitado pierde, esto es,

$$\left. \frac{\partial \sigma_{bb}}{\partial t} \right|_{rel} = -\Gamma \sigma_{bb} \quad (4.2.24)$$

$$\left. \frac{\partial \sigma_{aa}}{\partial t} \right|_{rel} = \Gamma \sigma_{bb} \quad (4.2.25)$$

En el caso de las coherencias, la tasa de pérdida es proporcional, de la siguiente forma

$$\left. \frac{\partial \sigma_{ba}}{\partial t} \right|_{rel} = -\frac{\Gamma}{2} \sigma_{ba} \quad (4.2.26)$$

Con esto, el sistema queda

$$\dot{\sigma}_{aa} = i\Omega^* \sigma_{ab} - i\Omega \sigma_{ba} + \Gamma \sigma_{bb} \quad (4.2.27)$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = i\Omega \sigma_{ba} - i\Omega^* \sigma_{ab} - \Gamma \sigma_{bb} \quad (4.2.28)$$

$$\dot{\sigma}_{ba} = i\Omega^* (\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + \left( i\delta - \frac{\Gamma}{2} \right) \sigma_{ba} \quad (4.2.29)$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = -i\Omega (\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) - \left( i\delta + \frac{\Gamma}{2} \right) \sigma_{ab}, \quad (4.2.30)$$

donde se obtuvo un sistema homogéneo de coeficientes constantes que matricialmente tiene la forma

$$\frac{d}{dt} \vec{x} = M \vec{x} + \vec{x}_0. \quad (4.2.31)$$

Estas ecuaciones se conocen como las ecuaciones ópticas de Bloch [3], y se caracterizan por hacer una descripción semiclásica de ciertos fenómenos, es decir, hay cuantización en los estados atómicos pero no en el campo.

Considerando la conservación de las poblaciones ( $\sigma_{aa} + \sigma_{bb} = 1$ ), es posible reducir el número de ecuaciones restando las dos primeras ecuaciones del sistema [12], además, hacemos el siguiente cambio de variables

$$A := 2 \operatorname{Re}(\sigma_{ba}) = \sigma_{ba} + \sigma_{ab} \quad (4.2.32)$$

$$B := -2 \operatorname{Im}(\sigma_{ba}) = i(\sigma_{ba} - \sigma_{ab}) \quad (4.2.33)$$

$$C := \sigma_{bb} - \sigma_{aa} = 2\sigma_{bb} - 1. \quad (4.2.34)$$

De esta forma,

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Gamma/2 & \delta & 0 \\ -\delta & -\Gamma/2 & -\Omega \\ 0 & \Omega & -\Gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\Gamma \end{pmatrix}. \quad (4.2.35)$$

Si calculamos la polarización, podemos calcular la potencia disipada, para esto usamos la matriz densidad y consideramos la polarización como la densidad de dipolos atómicos, es decir,  $P = N \operatorname{Tr}(\rho_A \mathbf{D}) = ND \operatorname{Tr}(\rho_A)$ . Recordemos las ecuaciones que relacionan  $\rho_A$  con  $\sigma$  (ecuaciones 4.2.15) así

$$P(t) = ND[\cos(\omega t)A - \sin(\omega t)B], \quad (4.2.36)$$

es decir,

$$P(t) = ND[e^{i\omega t}\sigma_{ab} + e^{-i\omega t}\sigma_{ba}]. \quad (4.2.37)$$

En la ecuación (4.2.36), el término multiplicado por  $A$ , es la componente que oscila en fase con el campo incidente (4.2.4) y el que tiene  $B$  oscila en antifase. La absorción

está directamente relacionada con la densidad de potencia disipada la cual se calcula con el siguiente promedio temporal

$$\begin{aligned}
 W_E &= \left\langle E(t) \frac{dP}{dt} \right\rangle & (4.2.38) \\
 &= -END\omega \langle \sin(\omega t) \cos(\omega t)A + \cos^2(\omega t)B \rangle \\
 &= \frac{-END\omega}{2} B.
 \end{aligned}$$

Al hacer el promedio, se comprueba que la componente en fase con el campo ( $A$ ) se anula, es decir, no disipa energía, por lo tanto la responsable de la absorción es la que está en antifase o cuadratura. En otras palabras, hemos probado que la absorbancia ( $\alpha$ ) es proporcional a la parte imaginaria de los elementos no diagonales de la matriz densidad, es decir

$$\alpha \propto \text{Im}(\sigma_{ba}). \quad (4.2.39)$$

Mientras que las componentes reales son proporcionales a la dispersión. Esto se debe a que la matriz (4.2.32), tiene como solución estacionaria

$$A := -\frac{8\Omega}{\Gamma} \delta \mathcal{L}'(\delta) \quad (4.2.40)$$

$$B := \frac{4\Omega}{\Gamma} \mathcal{L}'(\delta) \quad (4.2.41)$$

$$C := \left( \frac{8\Omega}{\Gamma} \right)^2 \mathcal{L}'(\delta) - 1, \quad (4.2.42)$$

con

$$\mathcal{L}'(\delta) = \frac{1}{4\delta^2/\Gamma^2 + 1 + 8\Omega^2/\Gamma^2}, \quad (4.2.43)$$

aquí, tal como ocurre en el modelo del oscilador de Lorentz,  $A$  se asocia a la dispersión,



$B$  a la absorción y  $C$  a la inversión de poblaciones. La lorentziana de la ecuación (4.2.43), tiene un ancho a altura media de

$$\Delta\omega = 2\sqrt{\left(\frac{\Gamma^2}{4}\right) + 2\Omega^2}, \quad (4.2.44)$$

### 4.3. Absorción saturada

También conocida como espectroscopia libre de Doppler, es una técnica de espectroscopia de alta precisión para determinar con exactitud la frecuencia de transición de un átomo entre su estado fundamental y su estado ópticamente excitado [17]. Esta técnica está limitada por el ancho espectral del estado excitado, que es el inverso del tiempo de vida medio. Comúnmente, es usada en laboratorios experimentales para fijar la frecuencia de emisión de un láser en experimentos de óptica cuántica y física atómica.

#### 4.3.1. Modelo para el perfil de absorción

Anteriormente vimos el tratamiento matricial para un sistema de dos niveles, del cual concluimos que la absorción depende directamente de la parte imaginaria de las coherencias entre los estados del sistema. Ahora veremos la forma que tiene el espectro de absorción en función de la desintonía  $\delta = \omega - \omega_0$ , usando un modelo clásico basado en el oscilador de Lorentz. Supongamos una partícula que se mueve según

$$\ddot{x}(t) + \Gamma\dot{x}(t) + \omega_0^2x(t) = F_{ext}, \quad (4.3.1)$$

con  $x(t)$ , la posición en todo momento,  $\omega_0$  la frecuencia de resonancia natural,  $\Gamma$  una constante de amortiguamiento y  $F_{ext}$  una forzamiento que representará el campo electromagnético externo por lo que se define como  $F = Ee^{-i\omega t}$  con  $E$  referente a la intensidad del campo, en tal caso, el sistema tendrá como una de sus soluciones

$$x(t) = Ce^{-i\omega t}, \quad (4.3.2)$$

reemplazando (4.3.2) en (4.3.1)

$$C(\omega^2 + i\Gamma\omega + \omega_0^2) = E, \quad (4.3.3)$$

si reemplazamos (4.3.3) en (4.3.2) y tomamos la parte real, tenemos que

$$x(t) = \text{Re} \left( \frac{Ee^{-i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega} \right) = E \frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \cos(\omega t) - \Gamma\omega \sin(\omega t)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2\omega^2} \quad (4.3.4)$$

La absorbancia del sistema será análoga al trabajo disipado por unidad de tiempo promedio de este modelo clásico, esto es,

$$\begin{aligned} W_E &\propto \left\langle \frac{dW}{dt} \right\rangle \\ &= \left\langle F_{ext} \frac{dx}{dt} \right\rangle \\ &= -E^2\omega \left\langle \frac{\cos(\omega t)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2\omega^2} ((\omega_0^2 - \omega^2) \sin(\omega t) + \Gamma\omega \cos(\omega t)) \right\rangle \end{aligned} \quad (4.3.5)$$

haciendo el promedio temporal, se tiene que

$$W_E \propto \frac{E^2\omega^2\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2\omega^2} \quad (4.3.6)$$

si consideramos que se trabaja con frecuencias cercanas a la frecuencia de resonancia, se tendrá que  $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 = (\omega_0 + \omega)^2(\omega_0 - \omega)^2 \approx 4\omega_0^2(\omega - \omega_0)^2 = 4\omega_0^2\delta^2$ . Si usamos esta aproximación en (4.3.5), siempre cerca de la frecuencia de resonancia tenemos

$$W_E \propto \mathcal{L}(\delta) := \frac{1}{4\delta^2/\Gamma^2 + 1} \quad (4.3.7)$$

con lo cual se espera que el perfil de absorción sea una curva lorentziana, centrada en  $\omega = \omega_0$ , con ancho a altura media de  $\Gamma$ . Lo anterior es coherente con la expresión (4.2.43), pues en el laboratorio, las frecuencias de Rabi son pequeñas comparadas con la tasa de emisión espontánea, luego  $\mathcal{L}' \approx \mathcal{L}$ .

Podemos decir que la absorción es máxima cuando la frecuencia del campo externo

es igual a la frecuencia de resonancia. Finalmente, denotaremos la absorbancia  $\alpha$  como sigue

$$\alpha = \alpha_0 \mathcal{L}(\delta), \quad (4.3.8)$$

donde  $\alpha_0$  contiene todas las constantes de proporcionalidad.

### 4.3.2. Absorción

La absorción de fotones por un átomo, depende de la frecuencia de los primeros, al igual su la emisión espontánea. Se puede ver de forma análoga a lo desarrollado en la subsección 4.3.1, que al igual que la absorción, la emisión queda descrita por una lorentziana del mismo ancho  $\Gamma$  [34].

La tasa de transiciones máxima del rubidio  $\alpha_0 I$  ocurre justo en la resonancia y está demostrado empíricamente que para el rubidio  $\alpha_0 \approx 2 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{J}$  [35] [36], pues la tasa de emisión espontánea del rubidio  $\Gamma \approx 6 \text{ MHz}$ . Se define la intensidad de saturación como

$$I_{sat} = \frac{2\pi\Gamma}{\alpha_0} \quad (4.3.9)$$

y representa la intensidad del campo electromagnético para que un fotón tenga igual probabilidad de emitir de forma espontánea o de forma estimulada. En el caso del rubidio  $I_{sat} \approx 1,6 \text{ mW}/\text{cm}^2$ . Debido a esta "competencia" entre emisión espontánea y estimulada la intensidad del laser varía al propagarse por el medio en dirección  $x$  (eje óptico), esto se expresa en función de las poblaciones del estado inicial  $\rho_{aa}$  y las del estado excitado  $\rho_{bb}$ , introducidas en la sección 3.3, como sigue

$$I(x + dx) - I(x) = -\hbar\omega n_0 \alpha I(x) (\rho_{aa} - \rho_{bb}) dx. \quad (4.3.10)$$

Definimos el coeficiente de absorción  $\kappa$ ,

$$\kappa = \hbar\omega n_0 \alpha (\rho_{aa} - \rho_{bb}) \quad (4.3.11)$$

como la fracción de absorción por unidad de longitud. Tenemos que

$$\frac{dI}{dx} = -\kappa I(x). \quad (4.3.12)$$

Se debe tener en mente que las poblaciones deben satisfacer la condición de normalización (3.3.6). Notemos que si hay igual cantidad de átomos en ambos estados ( $\rho_{aa} - \rho_{bb} = 0$ ), el sistema está saturado, luego no hay absorción. La absorción máxima ocurre cuando todos los átomos están en el estado basal  $\rho_{aa} - \rho_{bb} \approx 1$ .

### 4.3.3. Ensanchamiento Doppler

Supongamos que dirigimos un haz monocromático y coherente de fotones, de frecuencias  $\omega = 2\pi \cdot c/\lambda$  que varían periódicamente, hacia una muestra de átomos, que se mueven aleatoriamente, resonantes con él de tal forma que haya absorción. Como vimos, esta absorción se caracteriza por una distribución lorentziana de ancho  $\Gamma$ . Debido a que este haz está constantemente excitando a los átomos de una muestra, recibe el nombre de haz de bombeo. Asumimos que la velocidad promedio de los átomos es la misma en todas las direcciones excepto en el eje de propagación del haz, donde se tendrá la siguiente distribución de velocidades de Maxwell-Boltzmann

$$dn(v) = n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv, \quad (4.3.13)$$

donde  $n_0$  es la densidad de átomos,  $m$  es la masa del átomo,  $v$  la velocidad en el eje de propagación y  $k_B$  la constante de Boltzmann. Usamos la fórmula del efecto Doppler para el caso no-relativista para ver la frecuencia de transición observada por el átomo que se mueve a velocidad  $v$ ,

$$\omega_{obs} = \omega_0 (1 + v/c), \quad (4.3.14)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia del campo. Usemos la ecuación (4.3.8) en (4.3.11) para obtener un elemento diferencial del coeficiente de absorción

$$d\kappa = \hbar\omega(\rho_{aa} - \rho_{bb})\alpha_0\mathcal{L}(\delta)dn, \quad (4.3.15)$$

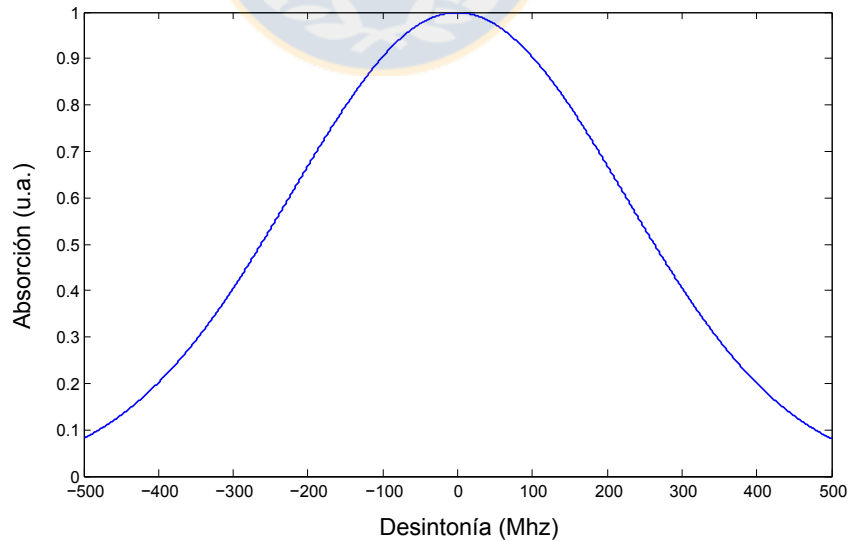
si reemplazamos (4.3.13) en la ecuación anterior y consideramos el caso con acoplamiento débil ( $\rho_{aa} - \rho_{bb} \approx 1$ ), se obtiene la expresión para el coeficiente de absorción en función de las velocidades de los átomos en el eje óptico

$$d\kappa(v) = \hbar\omega n_0 \alpha_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \mathcal{L}(\delta) e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv. \quad (4.3.16)$$

Si consideramos la relación entre  $v$  y  $\omega_0$ , producto del efecto Doppler (ecuación (4.3.14)), es posible establecer un elemento diferencial  $dv = (c/\omega_0)d\omega_{obs}$ . Usando esto en la ecuación (4.3.16), e integrando en  $\omega_{obs}$  entre  $\pm\infty$ , se obtiene que

$$\kappa(\delta) = \kappa(\omega, \omega_0) = \sqrt{2\pi}\hbar\omega\Gamma \frac{n_0\alpha_0}{4\sigma_v} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2\sigma_v^2}}, \quad (4.3.17)$$

una distribución gaussiana con desviación estándar  $\sigma_v = \omega_0\sqrt{(k_B T)/(mc^2)}$ , cuya imagen se puede apreciar en la Fig. ??



**Figura 4.3.1:** Simulación de absorción a partir del coeficiente de absorción.

### 4.3.4. Poblaciones

Resulta útil ver la evolución temporal de las poblaciones de los estados, para esto, planteamos el siguiente modelo

$$\frac{d\rho_{aa}}{dt} = 2\pi\Gamma\rho_{bb} - \alpha I(\rho_{aa} - \rho_{bb}) \quad (4.3.18)$$

$$\frac{d\rho_{bb}}{dt} = -2\pi\Gamma\rho_{aa} + \alpha I(\rho_{aa} - \rho_{bb}), \quad (4.3.19)$$

donde en ambas ecuaciones, el primer término del lado derecho representa la emisión espontánea y el segundo representa la absorción-emisión estimulada. Es posible resolver este sistema de ecuaciones diferenciales acopladas si consideramos la conservación de las poblaciones, lo cual tiene como solución

$$\rho_{aa}(t) = 1 - \rho_{bb}(t) \quad (4.3.20)$$

$$\rho_{bb}(t) = \frac{\alpha I}{2\pi\Gamma} \left[ \frac{1}{1 + \frac{\alpha I}{\pi\Gamma}} + \left( \frac{2\pi\Gamma}{\alpha I} \rho_{bb}(0) - \frac{1}{1 + \frac{\alpha I}{\pi\Gamma}} \right) e^{-2\pi(1 + \frac{\alpha I}{\pi\Gamma})\Gamma t} \right]. \quad (4.3.21)$$

Notemos que para intensidades altas de bombeo ( $\alpha I \gg \pi\Gamma$ ), se encuentran las poblaciones de saturación  $\rho_{aa} = \rho_{bb} = 1/2$

Otro resultado interesante se obtiene al notar que para el estado estacionario, es decir,  $\frac{d\rho_{aa}}{dt} = \frac{d\rho_{bb}}{dt} = 0$  (o  $\rho_{bb}(t \rightarrow \infty)$ ), donde

$$\rho_{bb} = \frac{\alpha I}{2\pi\Gamma} \left[ \frac{1}{1 + \frac{\alpha I}{\pi\Gamma}} \right], \quad (4.3.22)$$

luego se cumple que

$$\rho_{aa} - \rho_{bb} = 1 - 2\rho_{bb} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha I}{\pi\Gamma}}. \quad (4.3.23)$$

Si usamos esto en la expresión (4.3.11) considerando las definiciones de  $\alpha$  el coeficiente  $\kappa$  toma la forma de una lorentziana estándar

$$\kappa(\delta) = \frac{\hbar\omega n_0}{1 + 2I/I_{sat}} \alpha_0 \mathcal{L}(\delta), \quad (4.3.24)$$

Luego, el decaimiento al estado basal es una exponencial con una constante de tiempo cercana a  $(2\pi\Gamma + 2\alpha I)^{-1} \leq 28 \text{ ns}$ , por lo tanto los átomos en el estado basal que se excitan por efectos del laser solo permanecerán un tiempo muy corto en el estado excitado, así, no sería posible resolver toda la estructura de las transiciones atómicas directamente, sino solo los pozos Doppler.

### 4.3.5. Un modelo simple para absorción saturada

Absorción saturada es un truco simple pero ingenioso que permite ver las transiciones atómicas. Para esto se hace pasar una porción del haz por segunda vez en el interior de la muestra atómica. Este haz contrapropagante recibe el nombre de sonda y es capaz de revelarnos la estructura de las transiciones, siempre y cuando, el haz de bombeo haya saturado la transición atómica, de esta forma podemos detectar las frecuencias exactas para las cuales el haz de sonda, al no encontrar átomos disponibles, no es absorbido.

Para hacer el modelo [34], consideraremos un haz de prueba débil que atraviesa una celda que contiene rubidio, para esto usaremos la aproximación de haz débil  $\rho_{aa} - \rho_{bb} \approx 1$ , donde el perfil de absorción de los átomos tiene la forma gaussiana de la ecuación (4.3.17). Usaremos además la condición para el estado estacionario (4.3.23), en este caso consideramos la población del estado  $a$ , dada por la ecuación (4.3.20)

$$\rho_{aa}(\delta) = 1 - \frac{I}{I_{sat}} \frac{\mathcal{L}(\delta)}{1 + 2\mathcal{L}(\delta)I/I_{sat}} = 1 - \frac{I/I_{sat}}{4\delta^2/\Gamma^2 + 1 + 2I/I_{sat}}. \quad (4.3.25)$$

Con esto y la ecuación (4.3.13), podemos calcular la densidad de átomos en el estado fundamental  $dn_a = \rho_{aa}dn$ . Esta densidad está directamente relacionada con la absorción, pues mientras más átomos estén en el nivel fundamental, mayor será la probabilidad de haber absorción. De esta forma

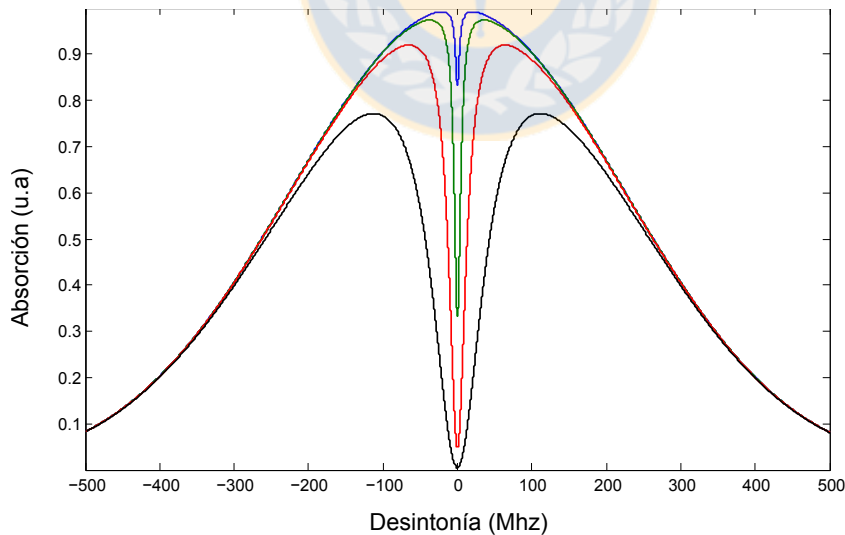
$$dn_a \propto \left(1 - \frac{I/I_{sat}}{4(\omega - \omega_0)^2/\Gamma^2 + 1 + 2I/I_{sat}}\right) \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}dv\right) dv. \quad (4.3.26)$$

Recordamos de la ecuación (4.3.14), el elemento diferencial de la distribución de ve-

locidades, puede ser escrito como  $dv = (c/\omega_0)d\omega_{obs}$ , entonces se tendrá en resonancia ( $\omega = \omega_{obs}$ ):

$$dn_a \propto \left(1 - \frac{I/I_{sat}}{4\delta^2/\Gamma^2 + 1 + 2I/I_{sat}}\right) \exp\left(-\frac{m(\delta)^2}{2\omega_0 k_B T}\right) d\omega. \quad (4.3.27)$$

Si graficamos la densidad de población, en función de la desintonía, obtenemos la forma de un perfil de absorción saturada, para valores razonables de  $I/I_{sat}$  (ver Fig. ??). De los gráficos se puede ver que para desintonías grandes ( $\delta \gg \Gamma$ ), se cumple  $dn_a = 0$ , es decir, no hay variación en la población del estado  $a$ , equivalentemente, toda la población de átomos está en el estado basal. Para frecuencias cercanas a la resonancia ( $|\delta| > \Gamma$ ), la absorción es máxima, debido al tránsito entre poblaciones. En las cercanías de la resonancia exacta con la transición ( $\delta = 0$ ), se aprecia una disminución en la absorción producto de la saturación, la cual depende de razón entre la intensidad del haz de bombeo y la intensidad de saturación ( $R := I/I_{sat}$ ). En la figura ??, cada curva es una razón distinta entre las intensidades, de la curva con el dip menos pronunciado, al más pronunciado, los valores de  $R$  son:  $R = 0, 1, R = 1, R = 10, R = 100$ .



**Figura 4.3.2:** Simulación de absorción saturada.



## 4.4. Transparencia inducida electromagnéticamente

Este fenómeno conocido por su sigla en inglés como EIT, consiste en hacer invisible para un haz de sonda, una transición saturada por un haz de bombeo. En este caso, y a diferencia de absorción saturada, ambos haces sonda y bombeo, son independientes entre si, donde por lo general el primero se barre periódicamente en frecuencias y el segundo se mantiene en una frecuencia fija [19].

Al igual que el sistema del átomo de dos niveles modelado en la sección 4.2, es posible desarrollar teóricamente el fenómeno de transparencia inducida. Dado que esta es una tesis principalmente experimental y no teórica, en este caso solo se dejará planteado el sistema, pues su desarrollo es muy extenso al trabajar con matrices de  $3 \times 3$ . Sin embargo es análogo al mostrado para el sistema de dos niveles (sistema de  $2 \times 2$ ) [12].

Para la construcción del hamiltoniano atómico, consideramos que para hacer EIT, se requieren al menos tres niveles, entonces

$$H_A = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle \langle c|, \quad (4.4.1)$$

además, se deben considerar dos campos eléctricos

$$E_{bombeo}(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) = \frac{1}{2}(E_1 e^{i\omega_1 t} + E_1^* e^{-i\omega_1 t}) \quad (4.4.2)$$

$$E_{prueba}(t) = E_2 \cos(\omega_2 t) = \frac{1}{2}(E_2 e^{i\omega_2 t} + E_2^* e^{-i\omega_2 t}). \quad (4.4.3)$$

Ahora plantearemos los dos sistemas implementados en nuestro laboratorio 4.4.1.

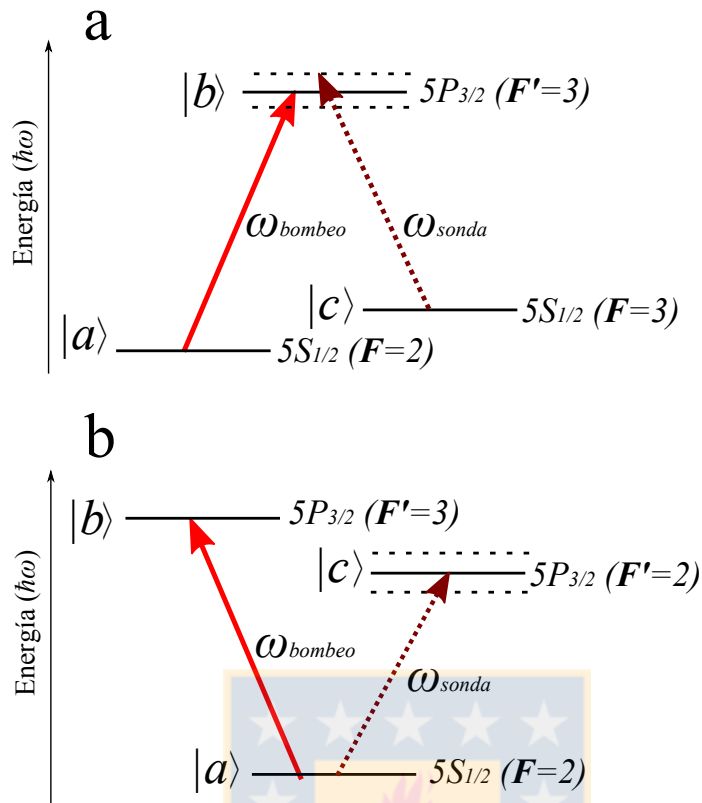


Figura 4.4.1: Esquema energético para EIT en configuración: a) $\lambda$ , b) $V$ .

#### 4.4.1. Sistema Lambda ( $\Lambda$ )

Este sistema trabaja usando distintos valores del estado fundamental  $\mathbf{F}$ , llevándolos a un mismo estado excitado  $\mathbf{F}'$  para un cierto isótopo de un gas atómico. El haz de bombeo satura la mayor cantidad posible de átomos que pueden estar en un nivel excitado, luego cuando el haz de sonda pasa por la frecuencia que debiera acoplar esa transición no encuentra átomos para interactuar por lo que se dice que el átomo se volvió transparente para el haz sonda.

#### Planteamiento teórico

En EIT en  $\Lambda$ , estamos en el caso  $a$ ) de la figura 4.4.1 a), donde se aprecia que solo pueden haber transiciones entre  $|a\rangle$  y  $|b\rangle$  o entre  $|b\rangle$  y  $|c\rangle$ , lo cual determina la

construcción del operador de momento dipolar (4.2.3)

$$D = D_{ab} |a\rangle \langle b| + D_{cb} |c\rangle \langle b| + D_{ba} |b\rangle \langle a| + D_{bc} |b\rangle \langle c|. \quad (4.4.4)$$

Con esto, es posible obtener el hamiltoniano en la aproximación de onda rotatoria

$$V_{\Lambda} = -\frac{1}{2}\hbar (D_{ab}E_1e^{i\omega_1t} |a\rangle \langle b| + D_{ba}E_1^*e^{-i\omega_1t} |b\rangle \langle a| + D_{bc}E_2e^{i\omega_2t} |b\rangle \langle c| + D_{cb}E_2e^{-i\omega_2t} |c\rangle \langle b|). \quad (4.4.5)$$

Con lo anterior se pueden plantear las ecuaciones ópticas de Bloch del sistema (3.3.8) de manera análoga a lo hecho para el sistema de dos niveles. El desarrollo de este sistema, está ampliamente desarrollado en la literatura [11] [12] [19].

#### 4.4.2. Sistema $V_e$ (V)

En este caso, en el sistema atómico de tres niveles, los haces de bombeo y sonda acoplan distintos estados excitados  $\mathbf{F}'$  usando un estado fundamental común  $\mathbf{F}$ . Nuevamente, el haz de sonda no es capturado por los átomos pues no hay átomos disponibles a causa de la saturación por el haz de bombeo.

##### Planteamiento teórico

En EIT en  $V$ , estamos en el caso  $b$ ) de la figura 4.4.1, donde se aprecia que solo pueden haber transiciones entre  $|a\rangle$  y  $|b\rangle$  o entre  $|a\rangle$  y  $|c\rangle$ , lo cual determina la construcción del operador de momento dipolar (4.2.3). Esta construcción es análoga a la del caso anterior, pero se deben considerar las transiciones permitidas en este caso. Desarrollando lo anterior, es posible construir las ecuaciones ópticas de Bloch del sistema (3.3.8) [3].



# Capítulo 5

## Mezcla de cuatro ondas

### 5.1. Introducción

Cuando el comportamiento de un sistema no es la suma de los comportamientos individuales de sus partes, hablamos de un sistema no lineal. Históricamente, los sistemas no lineales han presentado los más grandes desafíos a la hora de modelarlos, pues en un principio pueden parecer caóticos e impredecibles. No obstante, el hecho de que existe una sinergia entre sus componentes, hacen a este tipo de sistemas muy complejos e interesantes y les dan a los sistemas no lineales inimaginables aplicaciones. Ejemplos de sistemas no lineales son los fluidos descritos por las ecuaciones de Navier-Stokes, la ecuación de transporte de Boltzmann para sistemas termodinámicos o las ecuaciones de relatividad general entre muchos otros.

En cuanto a la óptica no lineal, es aquella que, por lo general, describe medios en los que la polarización  $\vec{P}$ , responde de manera no lineal al campo electromagnético  $\vec{E}$ . Muchas veces los átomos, debido a su complejidad, son excelentes medios no lineales para interactuar con la luz. El estudio de la óptica no lineal, comenzó [6] en 1961 cuando los científicos de la universidad de Michigan, liderados por P. A. Franken, realizaron un experimento en el que se incidía un haz rojo de 694 nm de longitud de onda, en un cristal de cuarzo, resultando en la generación de un haz azul de 347 nm, esta fue la primera generación de segundos armónicos [38].

Mezcla de cuatro ondas o FWM (four wave mixing) es un fenómeno de óptica no lineal en el que interacciones entre al menos dos señales (o luz) de cierta longitud de onda, producen señales en dos nuevas longitudes de onda. Es fácil ver este fenómeno en vapores atómicos debido a las no linealidades que existen para la luz en las frecuencias cercanas a las resonancias de las transiciones atómicas [2].

### 5.1.1. Aplicaciones

Algunos ejemplos de aplicaciones para FWM [39]- [42]

- Como medio amplificador en amplificadores y osciladores paramétrico-ópticos (OPAs y OPOs).
- Provee una base tecnológica para dispositivos basados en fibras ópticas, al servir para medir la no linealidad y la dispersión cromática de las fibras.
- En espectroscopia, principalmente como espectroscopia coherente anti-Stokes Raman (CARS).
- En procesamiento de imágenes, puede ser usado para conjugación de fase, holografía y procesamiento óptico de imágenes.
- Generación de luz comprimida para experimentos de interacción átomo-campo.

## 5.2. Medio óptico no lineal

En la teoría electromagnética clásica, la energía del campo electromagnético en un medio no magnético en unidades del sistema internacional (SI) está dada por [6]

$$H = \int \frac{1}{2\mu_0} \vec{B}^2(\vec{r}, t) d^3r + \int d^3r \int_0^{\vec{D}(\vec{r}, t)} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{D}(\vec{r}, t). \quad (5.2.1)$$

En esta ecuación  $\vec{D}(\vec{r}, t)$  es el vector de desplazamiento eléctrico y hace que la integración con respecto a él en el segundo término de la ecuación (5.2.1) sea un asunto

no trivial, pues en general, la relación entre  $\vec{D}(\vec{r}, t)$  y  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  no es tan simple en los medios no lineales que nos interesan. Resulta útil entonces, expresar el desplazamiento en unidades del SI como

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (5.2.2)$$

donde a su vez, la polarización  $\vec{P}(\vec{r}, t)$ , puede ser desarrollada en términos de  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  como

$$P_i = \chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (5.2.3)$$

$$= \sum_n \chi_{i_n, \dots, i_{n+1}}^{(n)} \prod_{j=1}^n E_{i_j} \quad (5.2.4)$$

$$= \sum_n P_i^{(n)}, \quad (5.2.5)$$

donde  $\chi^{(n)}$  es el tensor de susceptibilidad de rango  $n+1$  para un medio no dispersivo y el subíndice  $i_j$  alude a los subíndices del tensor. En el caso resonante, estamos hablando de una dependencia fuerte en frecuencias, luego, es recomendable hacer una descomposición de Fourier de  $P_i$  y  $E_i$  de donde se originan los componentes de Fourier  $P_i(\omega)$  y  $E_i(\omega)$ . Considerando que el tensor  $\chi^{(n)}$ , involucra  $n$  frecuencias diferentes, en el espacio de Fourier, la ecuación (5.2.3) queda

$$\begin{aligned} P_i^{NL}(\omega_1) &= \chi_{ij}^{(1)}(\omega_1; \omega_1) E_j(\omega_1) \\ &+ \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1; \omega_1 - \omega_2, \omega_2) E_j(\omega_1 - \omega_2) E_k(\omega_2) \\ &+ \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_1; \omega_1 - \omega_2 - \omega_3, \omega_3) E_j(\omega_1 - \omega_2 - \omega_3) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) \\ &+ \dots, \end{aligned} \quad (5.2.6)$$

con lo que reescribimos la ecuación (5.2.1) como

$$H = \int \left[ \frac{1}{2\mu_0} \vec{B}^2(\vec{r}, t) + \frac{\epsilon_0}{2} \vec{E}^2(\vec{r}, t) + X_1(\vec{r}) + X_2(\vec{r}) + \dots \right] d^3r, \quad (5.2.7)$$

donde se han definido

$$X_1(\vec{r}) := \frac{1}{2} \int \int \chi_{ij}^{(1)}(\omega, \omega') E_i(\vec{r}, \omega') E_j(\vec{r}, \omega) d\omega d\omega' \quad (5.2.8)$$

y

$$X_2(\vec{r}) := \frac{1}{3} \int \int \int \chi_{ijk}^{(2)}(\omega''; \omega - \omega', \omega') E_i(\vec{r}, \omega'') E_j(\vec{r}, \omega - \omega') E_k(\vec{r}, \omega') d\omega d\omega' d\omega''. \quad (5.2.9)$$

Como se puede ver, la cuantización del campo en un medio no lineal, es un asunto no trivial que origina una serie de libros y publicaciones [8] y no es objeto de esta tesis profundizar más en dichos modelos. La ventaja de trabajar con expansiones, es que permiten aislar el término involucrado en el fenómeno no lineal a estudiar y descartar el resto. En el caso particular de mezcla de cuatro ondas, tenemos cuatro componentes de Fourier del campo eléctrico externo, interactuando con la no-linealidad de tercer orden del tensor de susceptibilidad ( $\chi^{(3)}$ ), es decir, el término de  $n = 3$  en la ecuación (5.2.3).

### 5.3. Planteamiento teórico para FWM

Tal como fue planteado en la sección 4.4, es posible modelar el fenómeno de FWM, a partir de la teoría expuesta en la sección 4.2. Para esto es preciso tener en mente el diagrama energético que se quiere modelar. En este caso, se trabajará con FWM, no-degenerado, en configuración diamante o rombo, la cual recibe ese nombre por la forma geométrica de su configuración energética [28]. La figura 5.3.1, es un esquema general de niveles energéticos para FWM, con cuatro láseres tales que sus frecuencias de emisión cumplen:  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ .  $\Delta_{1,2,3}$  son desintonías respecto a los niveles.

Es importante resaltar, que al tratarse de un proceso no lineal de tercer orden, la complejidad del mismo es un tema no resuelto que debido a su comportamiento, actualmente es objeto de estudio de físicos y matemáticos [6] [8] [32].



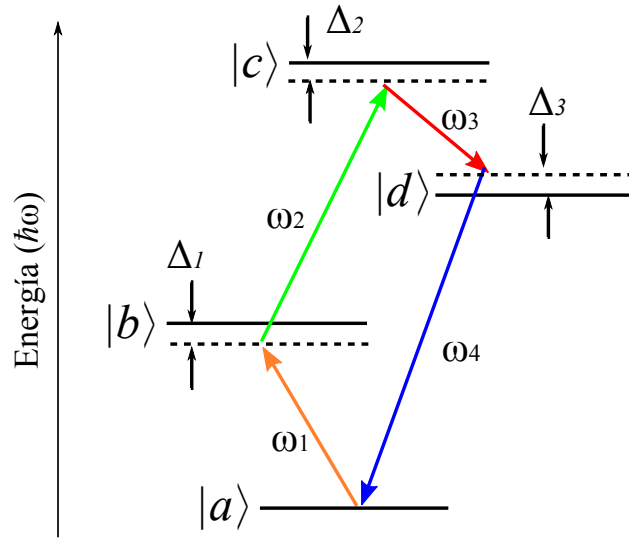


Figura 5.3.1: Esquema energético general de FWM.

### 5.3.1. Condición de casamiento de fase

Para hacer mezcla de cuatro ondas, se necesitan al menos tres ondas iniciales, las cuales en nuestro experimento provienen del campo electromagnético. [2] En este caso, escribiremos el campo en función de tres frecuencias:  $\omega_1$  y  $\omega_2$ , frecuencias de bombeo resonantes con el medio y  $\omega_3$ , frecuencia originada por emisión estimulada producto de las frecuencias anteriores, el campo queda

$$E(t) = \text{Re}(E_1 e^{i\omega_1 t}) + \text{Re}(E_2 e^{i\omega_2 t}) + \text{Re}(E_3 e^{i\omega_3 t}) \quad (5.3.1)$$

o de otra forma

$$E(t) = \sum_{k=\pm 1 \pm 2 \pm 3} E_k e^{i\omega_k t}, \quad (5.3.2)$$

donde  $E_k$  es la amplitud del campo, asumiéndolo sin dependencia espacial donde se define  $E_{-k} = E_k^*$  y  $\omega_k = \omega_{-k}$ . Si reemplazamos la ecuación anterior en el término de tercer orden de la descomposición de la polarización no lineal (5.2.3), resulta una suma

de  $6^3 = 216$  términos

$$P^{NL(3)} = \frac{1}{8} \chi^{(3)} \sum_{k,l,m=\pm 1 \pm 2 \pm 3} E_k E_l E_m e^{i(\omega_k + \omega_l + \omega_m)t}. \quad (5.3.3)$$

La amplitud  $P^{NL}(\omega_k + \omega_l + \omega_m)$ , de la componente de frecuencia  $\omega_k + \omega_l + \omega_m$  de la serie anterior, se puede determinar agregando permutaciones apropiadas de  $k, l$  y  $m$ . Por ejemplo, para  $P^{NL}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)$  hay seis permutaciones, entonces

$$P^{NL}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) = 6\chi^{(3)} E_1 E_2 E_3^*, \quad (5.3.4)$$

lo que nos indica que para cuatro ondas de frecuencias  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$  y  $\omega_4$  habrá mezcla en el medio si  $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ , con  $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$  (caso no-degenerado). En la aproximación de ondas planas ( $E_k \propto e^{-i\vec{k}_k \cdot \vec{r}}$ ), donde  $\vec{k}_k, k = 1, 2, 3$  son vectores de onda, la condición queda

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4. \quad (5.3.5)$$

La ecuación (5.3.5) se conoce como la condición de casamiento de fase para FWM, la cual es consecuencia directa del principio de conservación de la energía.

### 5.3.2. Modelado para FWM

Como se ha hecho antes, es útil construir el hamiltoniano del sistema, dado por la ecuación  $H = H_A + H_V$ . Luego, es necesario introducir el hamiltoniano atómico del sistema que en este caso es de un sistema de cuatro niveles

$$H_A = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle \langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle \langle c| + \hbar\omega_d |d\rangle \langle d| \quad (5.3.6)$$

y el potencial de interacción  $V = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}$ , a partir del campo eléctrico externo. La ecuación de onda que describe al sistema luego de hacer la aproximación de onda rotatoria es

$$|\psi\rangle = e^{i\Omega t} \sum_{k=a,b,c,d} p_k(t) e^{-i\Delta_{k-1} t} |k\rangle, \quad (5.3.7)$$

donde se elige la energía del nivel basal como cero ( $\Delta_0 = 0$ ) y  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  y  $\Delta_3$  son desintonías tales que

$$\Delta_1 = \omega_{ab} - \omega_1 \quad (5.3.8)$$

$$\Delta_2 = (\omega_{ab} + \omega_{bc}) - \omega_1 - \omega_2 = \omega_{ac} - \omega_1 - \omega_2 \quad (5.3.9)$$

$$\Delta_3 = \omega_{da} - (\omega_1 + \omega_2) + \omega_3 = \omega_{da} - \omega_4. \quad (5.3.10)$$

Para simplificar los cálculos usaremos la ecuación de Schrödinger como aproximación de la ecuación óptica de Bloch, aplicada a la ecuación (5.3.7), lo cual queda

$$\hbar\Omega \begin{pmatrix} p_a(t) \\ p_b(t) \\ p_c(t) \\ p_d(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -E_1^* D_{ab} & 0 & E_4^* D_{da} \\ -E_1 D_{ab} & \hbar\Delta_1 & -E_2^* D_{bc} & 0 \\ 0 & -E_2 D_{bc} & \hbar\Delta_2 & -E_3 D_{cd} \\ -E_4 D_{da} & 0 & -E_3^* D_{cd} & \hbar\Delta_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_a(t) \\ p_b(t) \\ p_c(t) \\ p_d(t) \end{pmatrix} \quad (5.3.11)$$

donde los factores  $D_{kk'}$ , son elementos matriciales del momento dipolar para cada transición asociada a un par de niveles energéticos y  $\Omega(E_j, \Delta_k)$  es la cuasi-energía del sistema, la cual se puede encontrar de las raíces del determinante de la ecuación (5.3.11). La resolución de este sistema polinomial de cuarto orden, es bastante extensa y tiene como objetivo encontrar una expresión para la polarización tal como se hizo para el sistema de dos niveles en la ecuación (4.2.36). Del método descrito por B. Kryzhanovsky y B. Glushko [32], se sabe que para el estado  $|\psi\rangle$ , la polarización es

$$P = -\hbar \sum_{j=1}^4 \frac{\partial \Omega(E_j, \Delta_k)}{\partial E_j^*} e^{-i\omega_j t} + c.c.. \quad (5.3.12)$$

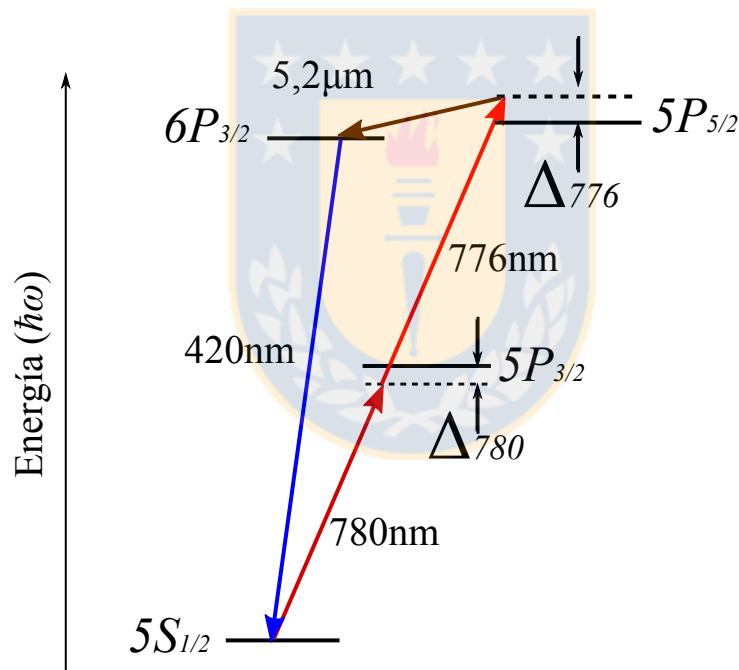
Es importante notar de la ecuación (5.3.12), que la generación de luz por FWM tiene contribuciones de cuatro términos diferentes donde cada uno depende de la relación entre los campos interactuantes y las desintonías. Otro desarrollo teórico para el sistema atómico de cuatro niveles fue desarrollado por G. Morigi y sus colaboradores [33]. Este modelo desarrolla las ecuaciones ópticas de Bloch asociadas a un sistema de mezcla de

cuatro ondas.

### 5.3.3. FWM en vapor atómico de rubidio

En el caso de un vapor atómico, es posible usar los niveles energéticos de sus átomos para hacer la mezcla de las ondas cuyas frecuencias corresponden a las de las transiciones atómicas. En el caso del rubidio es posible hacer un proceso de conversión de frecuencias, al hacer un sistema que para dos haces coherentes de luz, de frecuencias iniciales en el infrarrojo cercano, entreguen como respuesta señales coherentes en microondas y azul.

Las transiciones ópticas relevantes para la producción de un haz coherente de luz azul o CBL (collimated blue light), están ilustradas en el diagrama mostrado en la figura 5.3.2



**Figura 5.3.2:** Niveles de energía del rubidio, para el sistema en cascada.

Para generar CBL con diodos láser, se necesitan dos láser, uno sintonizado en la transición  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  (780, 2 nm) y otro en la de  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  (766, 0 nm). La idea es llevar a los átomos al estado  $5D_{5/2}$ , cuyo tiempo de vida relativamente largo ( $\tau \approx 240$  ns),

permite que una gran fracción de la población ocupe dicho estado. Una vez en el estado  $5D_{5/2}$ , los electrones pueden decaer (espontánea o estimuladamente) hacia el estado intermedio  $5P_{3/2}$  ( $\tau \approx 26$  ns), emitiendo en el infrarrojo cercano o pueden decaer hacia el estado intermedio  $6P_{3/2}$  ( $\tau \approx 112$  ns), emitiendo luz en aproximadamente  $5,2 \mu\text{m}$  de longitud de onda.

Es sabido que FWM puede hacerse acoplando tres campos ópticos láser en un medio no lineal en  $6\chi^{(3)}$ , produciendo un cuarto campo de luz láser. Si bien en nuestro sistema usamos dos láser inicialmente, el tercero se produce por emisión estimulada en la inversión de población en la transición de  $5D_{5/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ .

En este caso, en la aproximación de ondas planas, la condición de casamiento de fase queda

$$\vec{k}_{780} + \vec{k}_{776} = \vec{k}_{MO} + \vec{k}_{BL}, \quad (5.3.13)$$

en el caso de haces co-lineales

$$\frac{2\pi}{780\text{nm}} \hat{k} + \frac{2\pi}{776\text{nm}} \hat{k} = \frac{2\pi}{\lambda_{MO}} \hat{k} + \frac{2\pi}{\lambda_{BL}} \hat{k}, \quad (5.3.14)$$

donde  $\hat{k}$  es la dirección de propagación del campo y son conocidas las frecuencias de los haces de bombeo de  $780\text{nm}$  y  $776\text{nm}$ . En un laboratorio típico de láseres, es fácil medir las frecuencias visibles, usando un analizador de espectro visible, luego podemos conocer  $\lambda_{BL} \approx 420\text{nm}$ , considerando la ecuación anterior podemos deducir sin medir que  $\lambda_{MO} = 5247, \dots \text{nm} \approx 5,2 \mu\text{m}$ .

La eficiencia del proceso de generación de CBL depende directamente de cuan poblado esté el nivel  $5D$ . En un medio con ensanchamiento por Doppler como el nuestro, la excitación parte de un valor del momento angular total  $F$  para el estado fundamental  $5S_{1/2}$ , por ejemplo tomemos en caso del rubidio  $^{85}\text{Rb}$   $F = 3$  donde el nivel intermedio  $5P_{3/2}$  puede tomar los valores  $F' = 2, 3, 4$ . La única transición exclusiva de  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  para  $F = 3$  es  $F = 3 \rightarrow F' = 4$  pues dicha transición es prohibida para el otro nivel basal del  $^{85}\text{Rb}$   $F = 2$ , así la transición a  $F' = 4$  es la forma más eficiente de poblar el nivel  $5D$  pues habrá una inversión controlada en las poblaciones.

Otro parámetro importante para un proceso óptimo, es la cantidad de átomos disponibles en el medio para interactuar, en el laboratorio esto se logra aumentando la temperatura del medio atómico. Sin embargo, el aumento de temperatura no favorece de forma ilimitada el proceso ya que junto con propiciar el poblamiento del nivel  $5D$ , se favorece la absorción de luz de 780nm de longitud de onda, haciendo que esta sea totalmente absorbida en una pequeña porción del medio, luego habrá una temperatura desde la cual el fenómeno de absorción sobrepasará el de generación de CBL. Por lo anterior es requerido encontrar una temperatura óptima de generación. Otra técnica para favorecer el poblamiento del nivel energético superior, por sobre la absorción, es producir pequeñas desintonías en el haz de 780nm, por ejemplo, en un punto intermedio entre  $F = 3$  y  $F = 2$  en el isótopo  $^{85}Rb$  del rubidio. Así, estamos aumentando el volumen de interacción átomo-campo. En la literatura se reporta que la desintonía óptima se encuentra aproximadamente en el medio de ambos niveles basales del rubidio, esto es,  $\Delta_{780} = -\Delta_{776} \approx 1,5\text{GHz}$ .

Debido a la no linealidad del sistema, la polarización de los haces incidentes es importante. En la literatura se reporta que la máxima eficiencia ocurre para polarizaciones circulares e iguales [29]- [31]. Esto afecta principalmente la transición de  $5D_{5/2}$  a  $6P_{3/2}$ , puesto que polarizaciones contra-circulares, inhiben la generación coherente del haz de microondas, debido a efectos de interfase generados en la fase de los dipolos atómicos.

#### 5.3.4. Coherencia del haz generado

Finalmente, se espera que el haz azul producido en este proceso escalonado sea altamente coherente espacial y temporalmente [27].

La coherencia temporal de un haz es, básicamente, una medida del ancho espectral  $\Delta\omega$  de un haz. Un haz perfectamente monocromático sería perfectamente coherente temporalmente. Dicho de otra forma, la coherencia temporal es el mayor tiempo  $\tau$  para el cual la relación de fase en un punto es predecible. Una forma efectiva de medir coherencia temporal, es con un interferómetro de Michelson. El patrón de interferencia responde a

la siguiente relación

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + \frac{1}{2} \langle E_1(t)E_2^*(t + \tau) + E_1^*(t)E_2(t + \tau) \rangle \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} C_{12}(\tau) \cos(\omega\tau), \end{aligned} \quad (5.3.15)$$

donde  $E_1(t)$  y  $E_2(t)$  son los campos que interfieren por diferencia de camino óptico.  $C_{12}(\tau)$  es el parámetro de coherencia entre  $E_1(t)$  y  $E_2(t)$  para un retardo  $\tau$ .

La coherencia espacial es una medida de la predictibilidad de la fase en una sección transversal de un haz. Un haz será perfectamente coherente, si para dos puntos cualquiera de su sección transversal, la relación entre sus intensidades es perfectamente predecible, para cualquier distancia de propagación. Una forma de medir este tipo de coherencia es con el experimento de doble-rendija de Young. Para un haz inicial de campo  $E(t)$ , el campo en el punto  $P$ , será la superposición de  $E_1(t)$  y  $E_2(t)$ .







# Capítulo 6

## Metodología experimental y resultados previos

### 6.1. Introducción

Como se señaló anteriormente, es posible llevar al electrón más externo del rubidio al estado excitado si lo hacemos interactuar con un fotón cercano a los 780,241 nm de longitud de onda [5]. Sin embargo, para tener éxito se requiere que haya una gran cantidad de fotones incidiendo en esta precisa longitud de onda. Para esto se podría iluminar a los átomos con una fuente de luz incoherente cuyo espectro contenga la luz de 780 nm de longitud de onda, necesaria para excitar la transición, sin embargo, es sabido que para observar la fluorescencia es necesario tener al menos unos cuantos milivatios de potencia en la longitud de onda correcta, luego, con una luz de ancho espectral grande (del orden de algunos nanómetros), necesitaríamos potencias superiores a los vatios, aumentando los costos y peor aún, dificultando la observación. ¡Sería como usar una bazuca para cazar un mosquito!

Los diodos láser usan la capacidad que tienen algunos semiconductores de emitir fotones espontáneamente para un cierto estímulo en voltaje. La particularidad de un diodo emisor de luz corriente respecto a un láser es que el último usa la naturaleza ondulatoria de la luz, haciendo resonar los fotones en una cavidad que solo emite los

que son resonantes con la misma, de esta forma se "fuerza" a los fotones a tener una determinada longitud de onda.

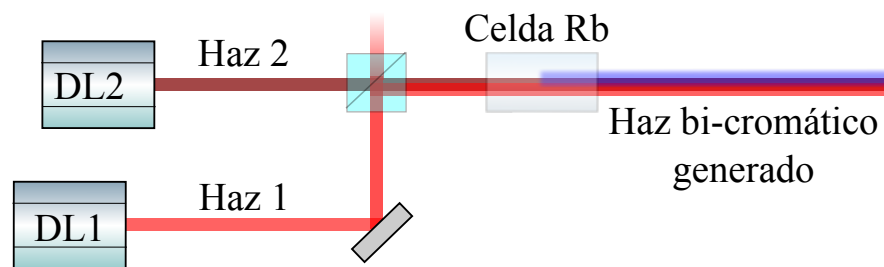
El primer láser fue construido en 1960 por el ingeniero físico estadounidense Theodore Maiman. Este láser funcionaba con un cilindro de rubí en el interior de una cavidad de dos espejos, iluminado por una lámpara de destellos. Fue la primera vez que se logró, de manera controlada, emitir pulsos coherentes de luz.

Actualmente, el uso de los diodos láser está ampliamente masificado y se usan en múltiples áreas de la vida cotidiana, esta masificación ha permitido una importante disminución en los costos de producción, lo cual es sumamente beneficioso para nuestros objetivos. Sin ir más lejos, los diodos láser usados en este proyecto costaron poco más de un dólar cada uno. Esto se debe a que los diodos láser usados en la tecnología de los lectores de discos compactos emiten justamente en torno a los 780 nm (frecuencia de resonancia del rubidio). Otra ventaja de estas fuentes de luz es que es posible encontrarlas en distintas longitudes de onda de emisión y emitiendo de manera coherente y con un estrecho ancho espectral (por mucho menor a 1 nm). Finalmente, es importante señalar que es posible controlar la longitud de onda de emisión de un diodo láser modificando su temperatura o su corriente de alimentación lo cual es necesario para recorrer todas las transiciones electrónicas permitidas de los átomos.

El proceso de implementación de nuestro experimento es un asunto no trivial, dado el alto nivel de precisión y estabilidad que requieren las condiciones experimentales. Muchas veces los parámetros óptimos son encontrados tras repetidas pruebas de ensayo y error, es por esto que es importante detallarlos de forma exacta. La idea de este capítulo es señalar cómo se han concretizado las partes del experimento a partir del control de las variables que manejamos.

## **6.2. Esquema experimental básico**

El esquema experimental básico requiere dos fuentes emisoras de luz coherente capaces de interactuar con el medio no lineal. En este trabajo, las fuentes utilizadas fueron



**Figura 6.2.1:** Esquema simplificado del experimento .

diodos emisores de luz y el medio lo constituyeron átomos de rubidio en estado gaseoso. Por ahora se plantea el sistema a grandes rasgos (ver Fig.6.2.1). El sistema se complejiza en la medida en que se quiera tener control sobre las características de sus elementos. Más adelante se explicará como se controló cada una de las partes de este experimento.

### 6.2.1. Celdas de vapor atómico

En los experimentos descritos, se utilizan celdas de vapor atómico. Estas son celdas de referencia (Triad Pyrex Cell) de vidrio con forma cilíndrica, de 7,5 cm de longitud y 2,5 cm de diámetro. Según su fabricante, contienen rubidio en estado gaseoso con alrededor de un 98 % de pureza, en la proporción natural de sus isótopos, en condiciones de baja presión ( $\sim 10^{-7}$  Torr). En nuestros experimentos, se pueden distinguir dos tipos de celda según su uso: la celda de monitoreo, que no debe interferir en el experimento pues su función es ser referencial y la celda que contiene el medio atómico, que es donde debieran suceder los fenómenos de estudio y se ve en la figura 6.2.1, de ahora en adelante, nos referiremos a esta última simplemente como la celda, pues es la que nos interesa como objeto de estudio.

### 6.3. Diodos láser

Es deseable tener una fuente de luz cuyo espectro sea suficientemente angosto de tal forma que la relación potencia de la fuente - cantidad de fotones interactuantes sea óptima. Una buena opción para dichos efectos, son los diodos emisores de luz amplificada por emisión estimulada de radiación, mejores conocidos por sus siglas en inglés como láser.

En este caso se usaron diodos láser Sanyo DL-7140-211N los cuales tienen una potencia que aumenta de forma prácticamente lineal según aumente la corriente de alimentación. La potencia se captó con un potenciómetro Thorlabs PM100 con cabezal D3MM. Del gráfico 6.3.1 se desprende que la tensión umbral está alrededor de los 30 mA.

Este diodo va inserto en un tubo colimador metálico cilíndrico, aproximadamente de media pulgada de base y una de alto, y que posee una lente capaz de hacer las trayectorias de los fotones del haz suficientemente paralelas como para propagarlos en nuestra mesa óptica. Todo el sistema diodo-tubo se rodea con una carcasa de aluminio, donde el tubo está en pleno contacto con ella, con el fin de mantener una cierta estabilidad térmica en el interior. Lo anterior se monta sobre una base cuya masa es varias veces mayor y que está separada por un peltier, dicho elemento nos permite controlar la transferencia de calor entre la base y la carcasa. Finalmente, se cubre todo el sistema con una segunda carcasa de acrílico para minimizar las fluctuaciones térmicas ambientales. Actualmente, nuestro laboratorio dispone de cuatro sistemas láseres con dichas características, todos completamente funcionales. Además, es importante señalar que nuestros láseres trabajan en emisión libre, es decir, sin necesidad de red de difracción lo cual de la un sello distintivo a nuestro grupo con respecto a otros grupos de similares características [16]- [23]. La imagen 6.3.2, es una fotografía de uno de los diodos láser de bajo costo implementados en el LCCAL.

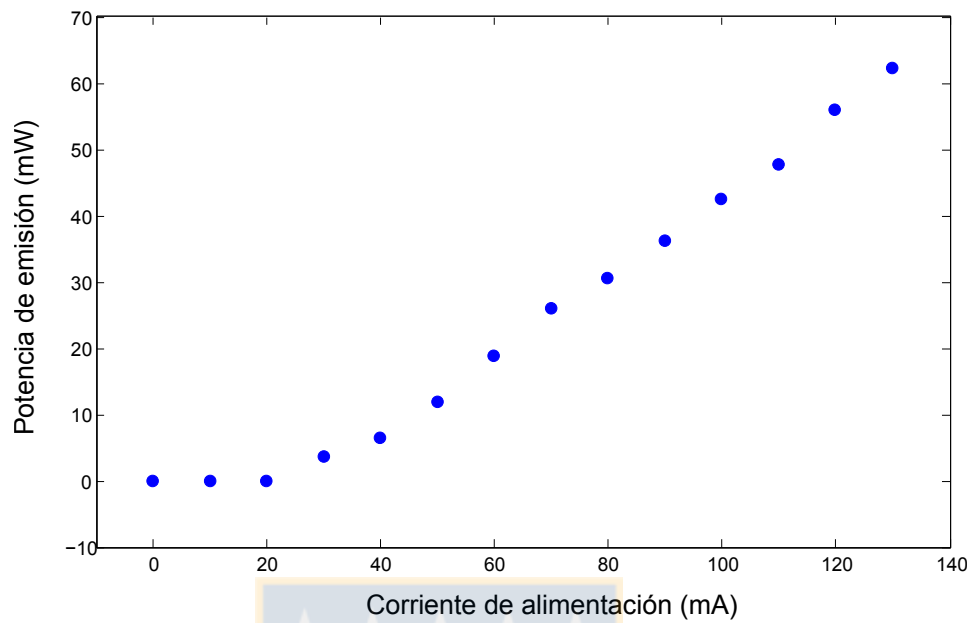


Figura 6.3.1: Potencia del láser versus corriente de alimentación.

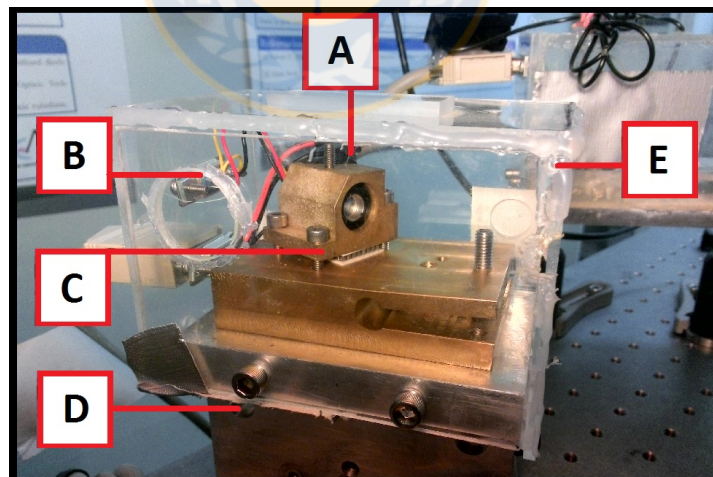
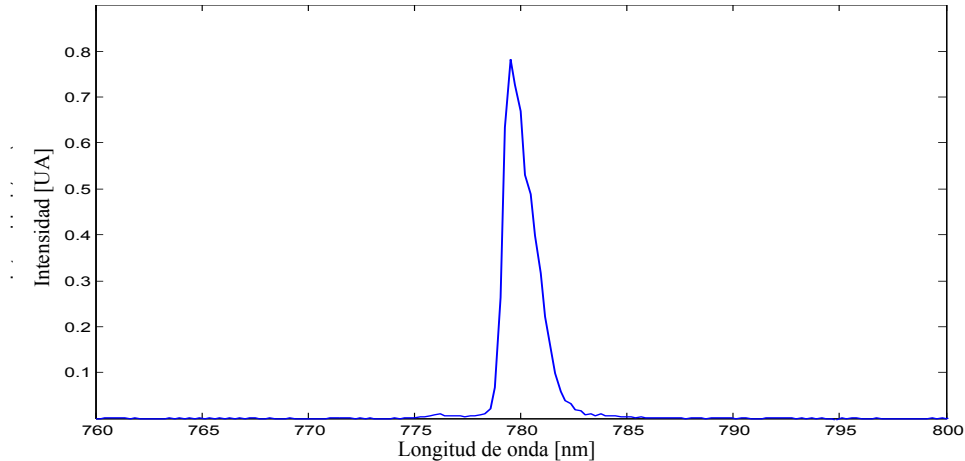


Figura 6.3.2: A: Termistor, B: Conexión eléctrica, C: Cubierta de cobre, D: Base de aluminio, E: Carcasa .



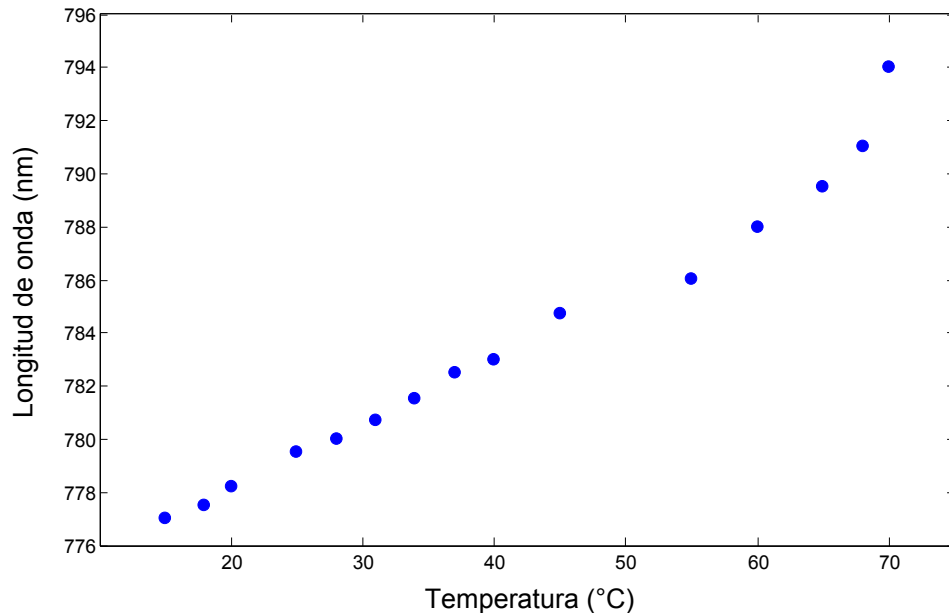
**Figura 6.3.3:** Espectro de emisión libre del láser para 25° C y 100 mA.

### 6.3.1. Temperatura del diodo láser

Se monitorea la temperatura del diodo en todo momento por medio de un termistor inserto en la carcasa de tal forma que toca el tubo colimador, así, se tiene una estimación de la temperatura real del diodo láser. El termistor es un sensor resistivo de temperatura, cuyo funcionamiento se basa en las variaciones en la resistividad que presenta un semiconductor, producto de la variación de temperatura. Este elemento nos muestra una respuesta en términos de unidades de resistividad eléctrica a la que se le asocia un valor de temperatura. Dichas equivalencias son entregadas por el fabricante.

Por otro lado, el peltier es nuestro elemento activo de control de temperatura y consiste en un dispositivo semiconductor alimentado en corriente que tiene dos caras, cuyas dimensiones son comparables con las de una moneda y que funciona usando el efecto termoeléctrico. Este elemento transfiere calor desde la carcasa a la base o vice versa y es controlado en corriente por el circuito Thorlabs ITC102. Ambos elementos, termistor y peltier, constituyen un sistema de control PID en tiempo real de la temperatura del láser. Según el fabricante el diodo puede funcionar correctamente entre los 0 y 80 °C, por lo que se caracterizará entre esos valores.

Se comprobó que es posible cambiar la longitud de onda de emisión del láser variando la temperatura del mismo en un intervalo de unos 25 nm. La relación longitud de onda - temperatura, presenta un carácter prácticamente lineal en los valores en los cuales



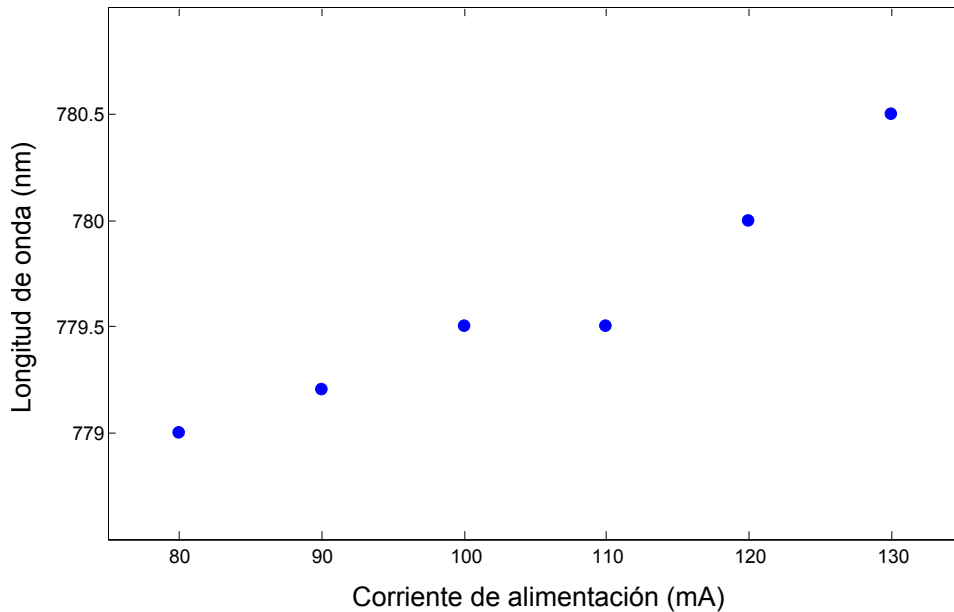
**Figura 6.3.4:** Longitud de onda de emisión versus temperatura del diodo.

se midió. Las mediciones se grafican en la figura 6.3.4, que muestra una curva de la longitud de onda central de emisión del láser versus temperatura de la carcasa metálica, a corriente constante de 100 mA. Para calcular la temperatura, se mide la resistencia de un termistor y se calcula la equivalencia en temperatura según una curva entregada por el fabricante y la longitud de onda se captó con un espectrómetro Thorlabs CCS100 que tiene una resolución de  $\pm 2$  nm.

### 6.3.2. Corriente de alimentación del diodo

También es posible tener control sobre la emisión del láser controlando la corriente de alimentación. Según especificaciones del fabricante, el diodo está hecho para trabajar con corrientes entre 0 y 140 mA. En este caso, el control Thorlabs ITC102 capaz de controlar corriente y temperatura y además permite entrada de modulación. Anteriormente se mostró que la intensidad de la corriente incide de forma lineal en la potencia de emisión, sin embargo desconocíamos la respuesta de la longitud de onda de emisión en función de la corriente.

La curva de la figura 6.3.5, muestra la longitud de onda central de la emisión del



**Figura 6.3.5:** Longitud de onda de emisión versus corriente de alimentación.

láser versus corriente de alimentación a temperatura constante de  $25^{\circ}\text{C}$ . Al hacer este segundo estudio, se concluyó que es posible variar la longitud de onda de emisión en un intervalo de alrededor de 3 nm. Este intervalo, es un orden de magnitud menor que el que se registró al caracterizar la temperatura lo que sugiere que la temperatura es adecuada para seleccionar la longitud de onda de emisión de forma gruesa y la corriente es más adecuada para ajustes finos.

## 6.4. Control del sistema

Para lograr fenómenos de interferencia coherente, se requiere un altísimo nivel de precisión en el control de la longitud de onda, esto es, un ancho de línea de emisión del orden de los MHz y la capacidad para "movernos" libremente a través del espectro en pasos tan pequeños como para situarnos con exactitud en alguna de las transiciones hiperfinas. Para comprobar que nuestras fuentes cumplen con la fineza espectral mínima, se usó la técnica de espectroscopía de absorción saturada. Para probar que nos podemos situar en cualquier transición se observará el fenómeno de transparencia inducida electromagnéticamente (EIT) [14].



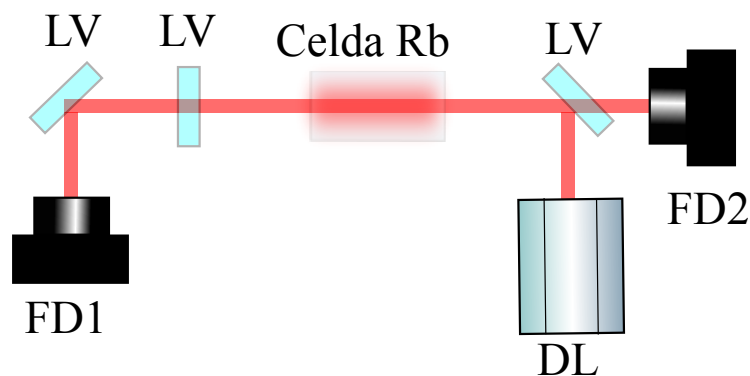


Figura 6.4.1: Esquema usado para absorción saturada.

### 6.4.1. Absorción saturada

Esta técnica consiste en hacer incidir dos veces, una en dirección propagante y otra en contrapropagante, un haz sintonizable de luz y monocromático sobre un gas atómico y se mide la intensidad de la luz que pasa por el gas para ver cuánta luz fue absorbida por los átomos. En el esquema de la figura 6.4.1, el FD1 detectará absorción directa y el FD2 detectará absorción saturada.

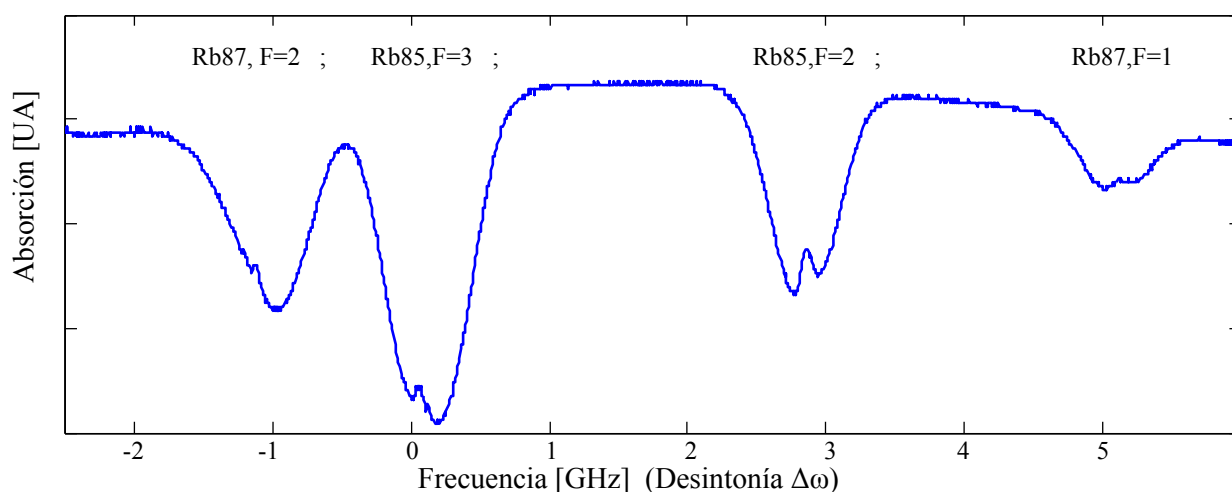
En este caso se usó la entrada de modulación del controlador de corriente del láser para introducir una señal triangular producida por el generador de funciones Tektronix AFG3021B, de esta forma se varía de manera periódica la corriente de alimentación, por tanto, la longitud de onda del láser. Cabe señalar que dicha variación es pequeña comparada con la corriente de alimentación, pues la señal triangular tiene una amplitud del orden de decenas de  $\mu\text{A}$ . Esto nos permite variar la longitud de emisión en torno a los GHz, lo suficiente para ver la estructura atómica. Si se compara la señal triangular con lo captado por un fotodetector se ve que hay un máximo de absorción para una longitud de onda particular, este es el pozo Doppler de la transición. A la señal triangular, se le superpone una señal plana, entregada por un sistema de control fino diseñado y construido por nuestro grupo, se caracteriza por su simplicidad y su bajo costo que no supera los  $50\text{USD}$ , y permite recorrer la alimentación en corriente en un paso muy fino, al menos un orden de magnitud más fino que el permitido por el generador de funciones comercial.

Cuando se mide la intensidad del haz que pasa una sola vez, se tiene un perfil de absorción directa del gas, suficiente para distinguir los pozos Doppler pero no la estructura hiperfina, pues hay un ensanchamiento por desplazamientos en frecuencia, producto del movimiento de los átomos del medio. Este ensanchamiento puede corregirse haciendo pasar de manera contrapropagante una porción del mismo haz y midiendo su perfil de absorción. Esta porción del haz tiene una potencia de aproximadamente el 10 % de la potencia propagante. De esto resulta que el primer haz despuebla parcialmente el estado fundamental de los átomos mientras que el segundo será absorbido, excepto en las frecuencias resonantes con los niveles hiperfinos del estado excitado, evidenciando las frecuencias exactas donde hay transiciones hiperfinas.

En la figura 6.4.2, se aprecia el espectro hiperfino de la línea  $D2$  de los isótopos del rubidio, resueltas con nuestro sistema, donde se fija la desintonía 0 arbitrariamente en el centro del pozo Doppler de  $F = 3$  del rubidio 85, esto será útil más adelante cuando hablemos de desintonías. En la figura 6.4.2, se aprecian además los tres pozos Doppler restantes de la línea  $D2$ . Los dos pozos más distanciados, pertenecen al rubidio 87, el de la izquierda es aquel cuyo estado basal tiene  $\mathbf{F} = 2$  y el de la derecha es el de  $\mathbf{F} = 1$ . Los dos pozos centrales, se deben al rubidio 85, el de la izquierda es el de  $\mathbf{F} = 3$  y el de la derecha es el de  $\mathbf{F} = 2$ . Es sabido empíricamente, que en términos de ancho espectral, hay aproximadamente 6,8 GHz entre los pozos del  $^{87}\text{Rb}$ , mientras que hay aproximadamente 3,0 GHz entre los del  $^{85}\text{Rb}$ , este dato será útil para estimar el ancho de línea de nuestros sistemas [35] [36].

Las mediciones de intensidad se realizan con foto-detectores Thorlabs DET100A, los cuales envían una señal digital a un osciloscopio Tektronix TBS1154 que, además, monitorea la señal de modulación. De los resultados se desprende que se disponen de haces cuyo ancho de línea es menor al ancho de línea natural de la transición y cuya potencia y estabilidad es suficiente para resolver la estructura hiperfina del rubidio y por lo tanto para ser utilizados en experimentos de interferencia coherente.

En base al monitoreo del fenómeno de absorción saturada, se construye el sistema de control empleado en la mayoría de nuestros diodos láser, mostrado en la figura 6.4.3,



**Figura 6.4.2:** Línea  $D2$  del rubidio 87 y 85 y transiciones hiperfinas.

donde la dirección de las flechas indica el sentido de las señales.

### 6.4.2. Transparencia Inducida electromagnéticamente

EIT es un fenómeno donde se satura alguna de las transiciones hiperfinas de los átomos, con un haz fuerte de bombeo, haciendo la transición invisible para un haz débil o sonda. Este experimento tiene una mayor complejidad que absorción saturada, pues requiere el control simultáneo de dos láseres de manera independiente y precisa.

En términos simples un haz acopla una transición hiperfina de un isótopo, por ejemplo, la transición de  $F = 2$  a  $F' = 2$  (ver Fig. 6.4.5a)) o de  $F = 2$  para  $F' = 3$  (ver Fig. 6.4.5 b)). Al hacer EIT, nuestro haz de bombeo incidió en la celda con potencias del orden de los 2 mW. Este haz emite en un valor constante de longitud de onda cuyo ajuste debe permitir un control muy fino en su corriente de alimentación, con pasos del orden de los  $\mu\text{A}$ . Para lograr los niveles de precisión requeridos, en lugar de usar el generador de funciones Tektronix AFG3021B, tuvimos mejores resultados al agregar a la entrada de modulación un circuito de control fino. Con la implementación de este circuito, es posible barrer de forma continua y controlada las longitudes de onda de emisión del láser necesarias para acoplar las transiciones hiperfinas de los átomos de rubidio.

Los resultados obtenidos de EIT se ven en la figura 6.4.5, la que muestra: a) Confi-

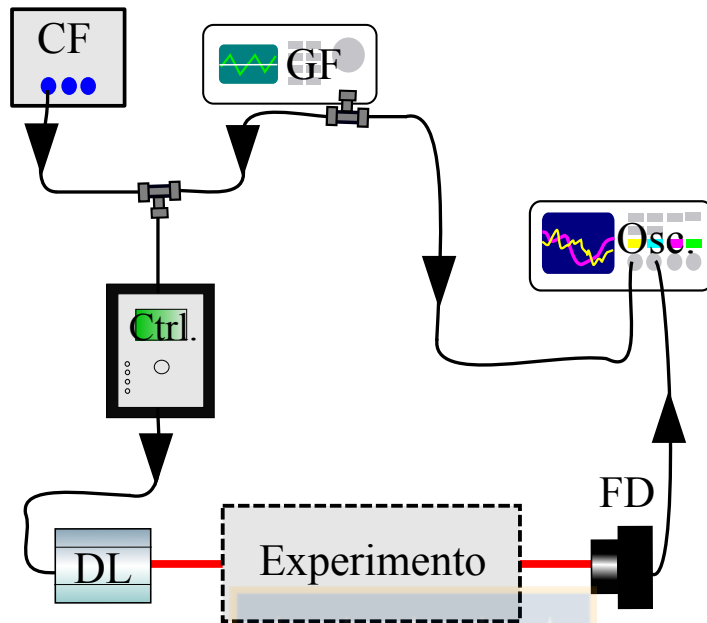


Figura 6.4.3: Esquema de control de nuestros sistemas láser.

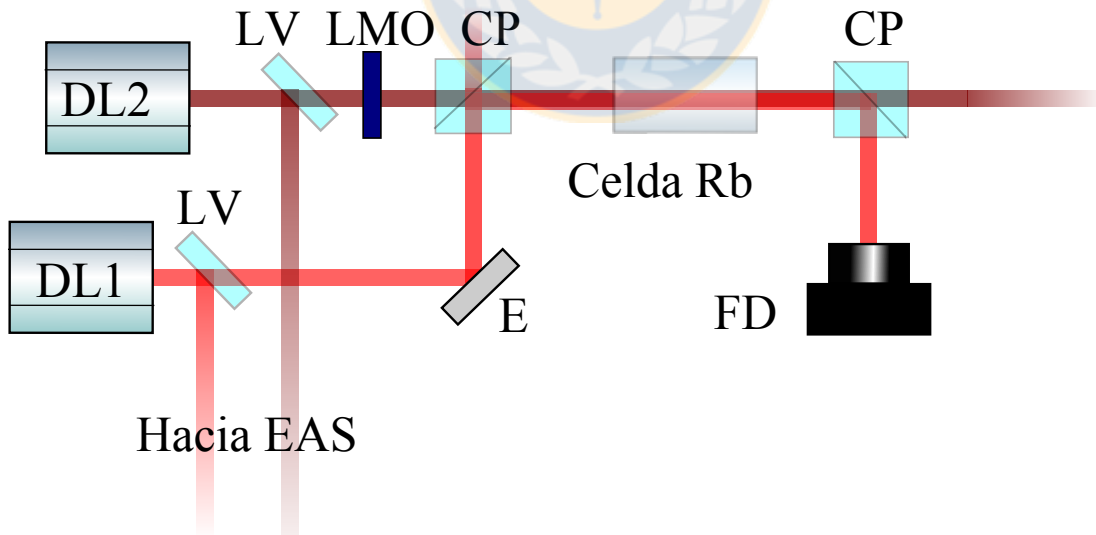
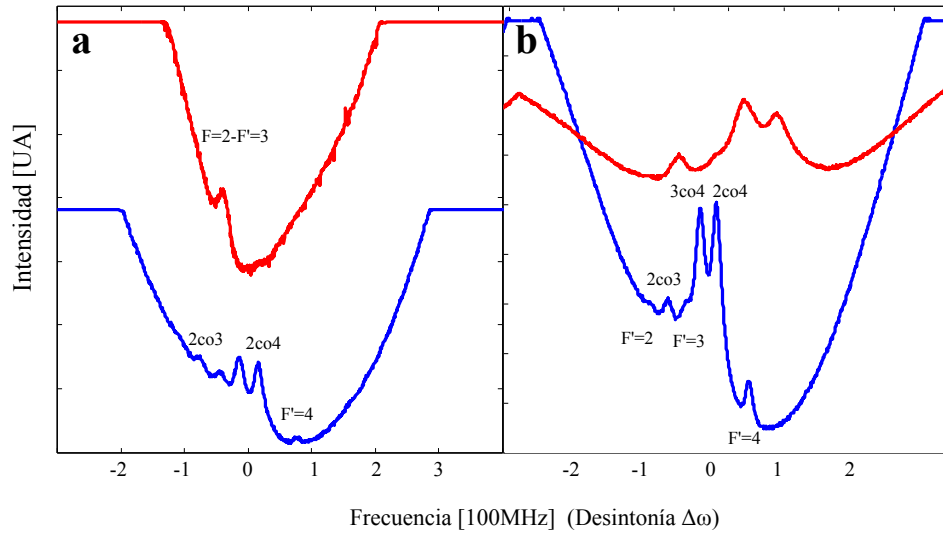


Figura 6.4.4: Esquema experimental para EIT.



**Figura 6.4.5:** Resultados de EIT.

guración Lambda para: Bombeo en  $F' = 2$  para  $F' = 2$ , sonda en  $F' = 3$  para  $F' = 2, 3, 4$  del  $^{85}\text{Rb}$  y b) Configuración Ve para: Bombeo en  $F' = 2$  para  $F' = 3$  sonda en  $F' = 3$  para  $F' = 2, 3, 4$  del  $^{85}\text{Rb}$ . La curva roja es la señal de EIT y la azul es una señal de absorción saturada referencial.

### Estimación del ancho de línea de nuestros diodos láser

Con lo expuesto hasta aquí, se hará una estimación del ancho de línea de nuestros diodos láser. Se sabe que los pozos Doppler tienen un ancho de aproximadamente 500 MHz y que los picos de estructura hiperfina tienen un ancho aproximado de 6 MHz. El hecho de que podamos ver todas las transiciones hiperfinas, nos indica que nuestro láser tiene un ancho al menos del orden de los  $\sim 5$  MHz. Para dimensionar el ancho de línea, en términos de longitud de onda, usemos que

$$2\pi\omega \cdot \lambda = c, \quad (6.4.1)$$

donde un elemento varacional de frecuencia en la ecuación anterior, sería una representación de un ancho de línea ( $\Delta\omega \approx 5$  MHz). Para esto, hacemos la diferenciación

$$2\pi(\omega \cdot \Delta\lambda + \Delta\omega \cdot \lambda) = 0. \quad (6.4.2)$$

Despejamos la magnitud del ancho de línea en unidades de distancia  $\Delta\lambda$ , considerando  $c \approx 3 \cdot 10^8$  [m/s] y la igualdad de la ecuación (6.4.1), para  $\lambda = 780$  nm,

$$|\Delta\lambda| = 2\pi \frac{\Delta\omega \cdot \lambda^2}{c} \approx 1 \cdot 10^{-13} \text{ m}. \quad (6.4.3)$$

Finalmente, se estima que el ancho de línea del láser es del orden de  $\Delta\lambda \sim 10^{-13}$  m.

## 6.5. Mezcla de cuatro ondas

Hasta ahora, vimos cómo se testearon los láser en corriente y temperatura, se explicó cómo se hizo espectroscopia de absorción saturada de alta resolución y cómo fue posible inducir transparencia electromagnéticamente en los átomos de rubidio controlando simplemente las propiedades de los haces incidentes. Lo anterior, es necesario para FWM, pues son claros indicadores de la calidad de nuestras fuentes de luz y su control evidenciando su carácter coherente, monocromático y mono-módico.

En este punto estamos en condiciones de preguntarnos ¿Qué pasa si cambiamos las condiciones de los átomos interactuantes? Al modificar el medio, se crean condiciones de no-linealidad, las que nos permiten tener fenómenos de interferencia coherente tales como mezcla de cuatro ondas o FWM. En FWM se producen interacciones de cuatro fotones, cuyas fases satisfacen las condiciones de casamiento de fase (5.3.5).

Básicamente, si entregamos al sistema tres de los cuatro fotones necesarios para la interacción, el cuarto debiera aparecer por las condiciones de casamiento de fase. En nuestro experimento, sabremos que hay FWM cuando seamos capaces de detectar ese cuarto fotón.

En la figura 6.5.1, se muestra el esquema experimental utilizado en la mezcla de

cuatro ondas. La mezcla de cuatro ondas se hizo usando dos diodos láser de bombeo, el primero emitiendo en 780,2 nm de longitud de onda y el segundo emitiendo en 776 nm. Ambos son controlados como se explicó en las secciones anteriores, a excepción de la modulación del segundo. Esta difiere, en que a la entrada de modulación del controlador, va conectado un circuito de control fino de corriente diseñado por nuestro grupo. Esto porque el generador de funciones Tektronix AFG3021B, tiene un paso mínimo que no basta para barrer de forma suficientemente continua el haz de 766 nm de longitud de onda.

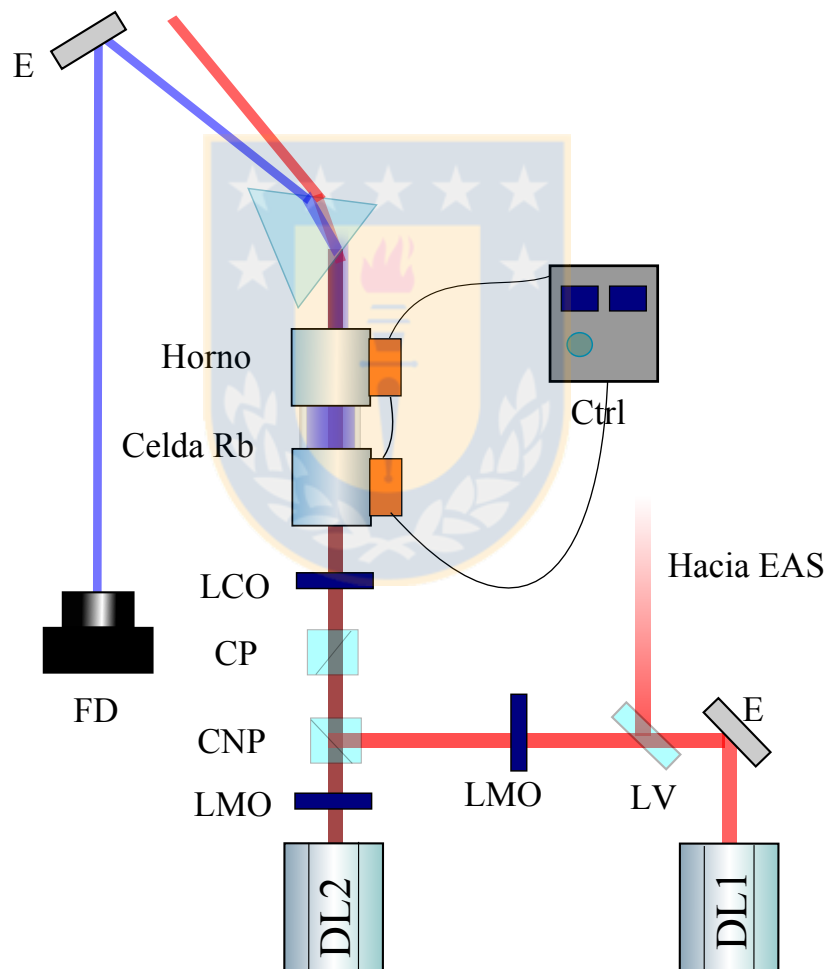
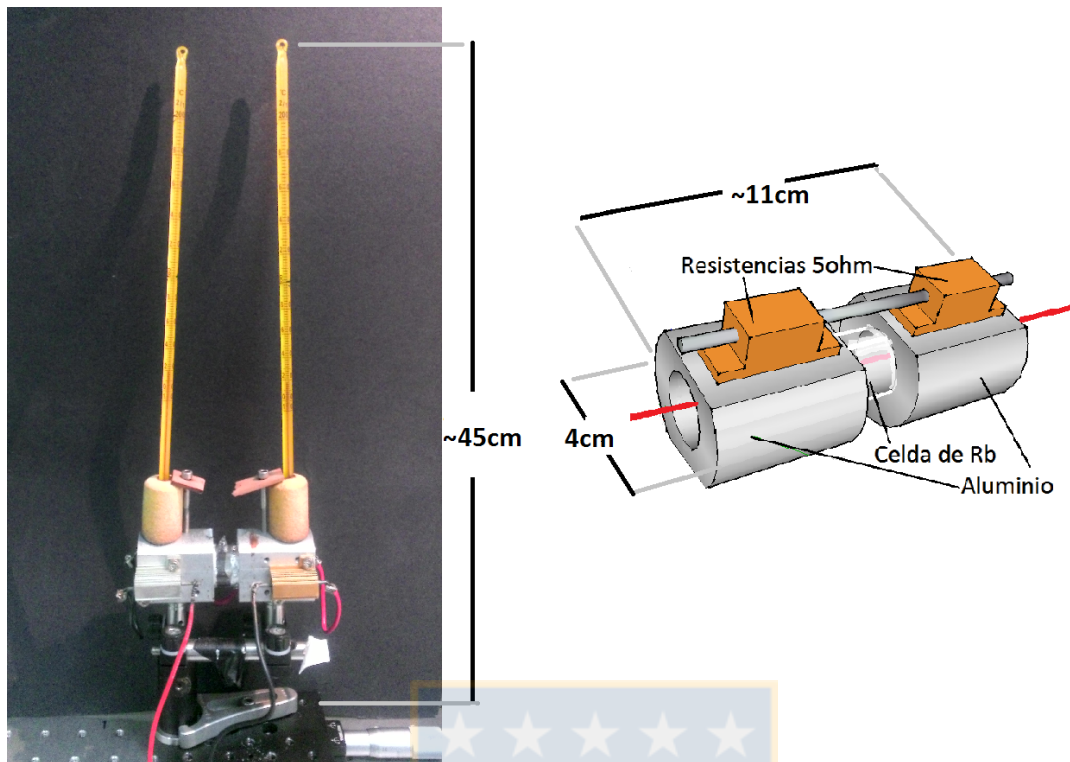


Figura 6.5.1: Esquema experimental utilizado para hacer FWM.



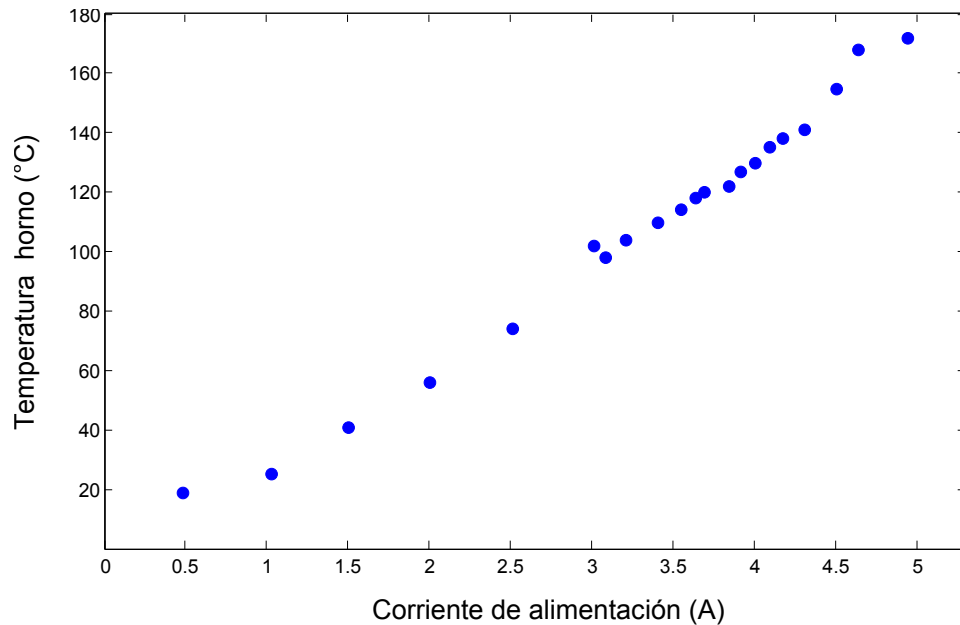
**Figura 6.5.2:** Horno para la celda y su diseño.

### 6.5.1. Horno para átomos

En la literatura, existen varios esquemas propuestos para hacer FWM que estamos en condiciones de emular [23], [28]- [31] y que podrían modificar parcialmente la configuración propuesta, sin embargo todos ellos tienen como factor común la creación de condiciones de no-linealidad en el medio interactuante.

Se fabricó un horno de aluminio de dos piezas (ver Fig. 6.5.2), que contiene la celda en su interior de manera ajustada, para facilitar la transferencia de calor y que es capaz de calentar la celda hasta unos  $150^{\circ}\text{C}$ . Las piezas de aluminio rodean las ventanas circulares de la celda y no el centro para evitar condensación de rubidio, además de esta forma es posible monitorear fluorescencia en el centro de la celda. Cada parte del horno se calentó por efecto Joule, haciendo pasar corriente por dos resistencias de baja impedancia capaces de alcanzar las temperaturas que buscamos. Estas resistencias se alimentaban con una fuente de voltaje continuo Power Supply HY3005. La temperatura se mide en todo momento gracias a dos termómetros de alcohol, normalmente usados





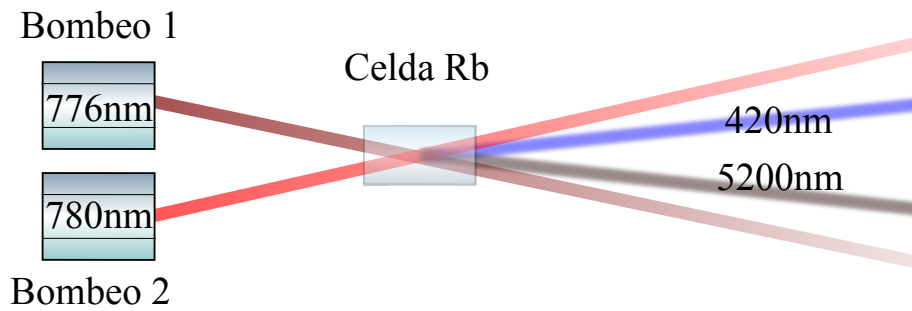
**Figura 6.5.3:** Temperatura del horno versus corriente de alimentación.

en gastronomía, adheridos a cada sección del horno, cuyo error asociado a la resolución es de  $\pm 1^\circ\text{C}$ . Se debe señalar, que la temperatura indicada por los termómetros, no necesariamente es la del gas, sino que es solo referencial y sirve como parámetro objetivo a la hora de repetir las mediciones. La figura 6.5.3 muestra la temperatura del horno, en función de la corriente de alimentación.

### 6.5.2. Configuración diamante

Para hacer mezcla de cuatro ondas se utilizó la configuración diamante también conocida como cascada, rombo o escalera. Este sistema se basa en que es posible generar un haz de luz azul y uno de micro ondas a partir de dos haces infrarrojos [23], [24], [29]. Para esto se montó un sistema con dos haces de bombeo, uno acoplado a la transición del primer estado excitado  $5S_{1/2}$  a  $5P_{3/2}$  (780 nm) y el segundo acoplado a la transición para el segundo estado excitado  $5P_{3/2}$  a  $5D_{5/2}$  (776 nm). La longitud de onda del haz de 780 nm se monitorea por absorción saturada, mientras que la de 776 nm se monitorea por absorción directa. La desintonía correcta se encuentra detectando CBL.

En este caso, los átomos decaen al estado fundamental desde el segundo estado



**Figura 6.5.4:** Esquema experimental simple para producir luz de 420 nm.

excitado  $5D_{5/2}$  en dos etapas, un decaimiento desde el estado  $5D_{5/2}$  al estado  $6P_{3/2}$  emitiendo en las microondas ( $5,2\mu m$ ) y una transición óptica desde  $6P_{3/2}$  al estado  $5S_{1/2}$  nuevamente, emitiendo un haz en el azul. La condición de casamiento de fase queda dada por (5.3.5).

Se probaron dos esquemas experimentales (ver Fig.6.5.1) prácticamente idénticos, con la diferencia que en uno de ellos, se reemplaza el cubo no polarizado por un espejo, que refleja el láser 1. De este modo, los haces de bombeo forman un pequeño ángulo entre ellos  $< 5$  mrad. Esto se logra propagando los haces una distancia larga ( $\sim 2,5$  m) antes de cruzarlos en la celda. La distancia de propagación, debe ser grande comparada con la distancia de separación inicial entre ellos ( $\sim 1$  cm).

Es posible controlar tanto la polarización, como la potencia de los haces gracias a láminas de media y cuarto de onda y cubos polarizadores. Para obtener una mayor eficiencia, se hicieron las mediciones con los haces incidentes en polarizaciones circulares iguales y con desintonías de  $\Delta_{780} = -\Delta_{776} \approx 1,5$  GHz [29] [30]. La potencia de los haces se midió con un medidor de potencia Thorlabs PM100D con un cabezal Thorlabs S121C. Para seleccionar la luz que se desea medir, se usó un prisma corriente de vidrio, que separa la componente roja de la componente azul del haz dicromático visto a la salida de la celda. Es totalmente deseable filtrar bien el color de la luz a medir, ya que los medidores de potencia que disponemos están calibrados para medir una sola longitud de onda a la vez.

Fijando la temperatura de la celda y midiendo la potencia del haz azul generado por un tiempo prolongado, se observan variaciones en la misma. Se infiere que el sistema presenta un desplazamiento en la desintonía de los haces de bombeo, atribuible a fluctuaciones térmicas inherentes al sistema para valores tan específicos.

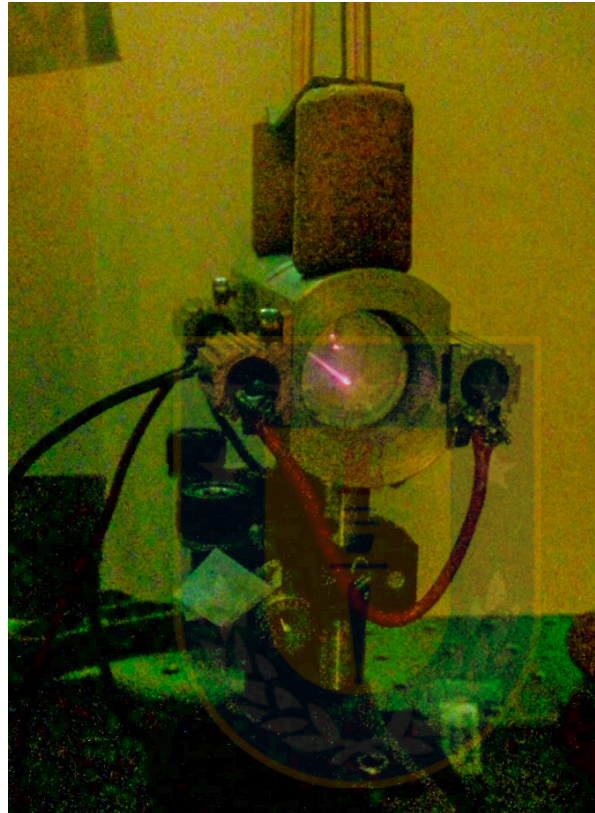
Por lo anterior, se usó un método para asegurar que la posición espectral de los láseres fuera siempre la misma (ver figura 6.4.2): Para cada valor fijo de temperatura de la celda, se sintonizó finamente ambos haces de forma manual. Al tener un máximo de azul generado, quiere decir que esa es la sintonización deseada. De acuerdo a la bibliografía [28]- [31], se sabe que el máximo de azul se genera, justo entre los pozos Doppler del rubidio 85, o equivalentemente, para una desintonía de  $\Delta_{780} = -\Delta_{776} \approx 1,5$  GHz. La desintonía que produce una máxima generación, es independiente de la temperatura del medio atómico, luego, lo que hacemos con este método de sintonización manual, es corregir el desplazamiento térmico en cada medición, buscando siempre los  $\sim 1,5$  GHz de desintonía.

### 6.5.3. Sintonización de los haces incidentes

Recordemos que nuestro experimento consta de dos haces incidentes, los cuales se controlan en corriente y temperatura, como se describió anteriormente deber emitir en modo continuo, pudiendo ser sintonizados en torno a las transiciones hiperfinas de las líneas del rubidio, con una precisión del orden de decenas de MHz. En este experimento, dado que el bombeo al nivel superior  $5D$  se hace en dos etapas (de  $5S_{1/2}$  a  $5P_{3/2}$  y de  $5P_{3/2}$  a  $5D_{5/2}$ ), es necesario sintonizar los dos láseres. Los haces, emiten en modo libre con potencias  $P_{780} \approx 45$  mW y  $P_{766} \approx 25$  mW. El proceso de sintonización se realizó en dos pasos:

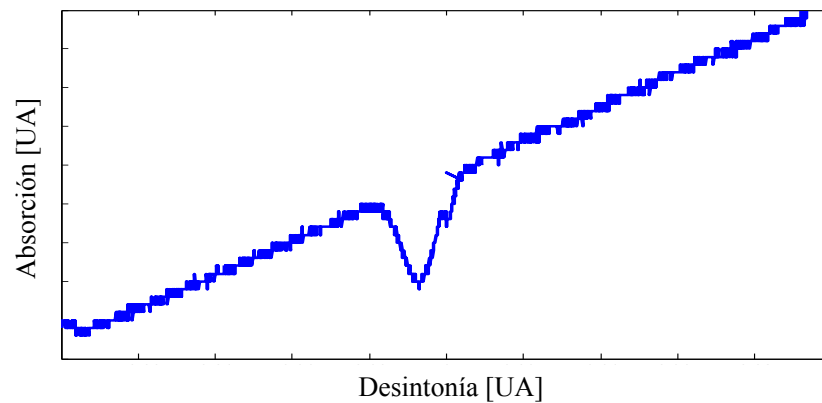
Primero, teniendo el horno de la celda en una temperatura cercana a la óptima ( $\sim 120^\circ C$ ), se sintonizó el haz de  $\sim 780$  nm de longitud de onda con absorción saturada, tal como se señaló en la sección 6.4.1. Una vez encontrada la línea de absorción, se dejó el haz emitiendo en modo continuo acoplado la transición del  $^{85}Rb$  de  $\mathbf{F} = 3$  para  $\mathbf{F}' = 4$ . Para esta temperatura y en estas condiciones del haz de bombeo de  $\lambda = 780$  nm, debiera

apreciarse a simple vista una débil fluorescencia roja en el eje óptico que atraviesa la celda, como se ve en la fotografía de la figura 6.5.5. En estas condiciones, el sistema tiene una gran población de átomos en el primer estado excitado ( $5P_{3/2}$ ), que puede ser considerado estado fundamental, para incidir un segundo láser y alcanzar el segundo estado excitado ( $5D_{5/2}$ ).



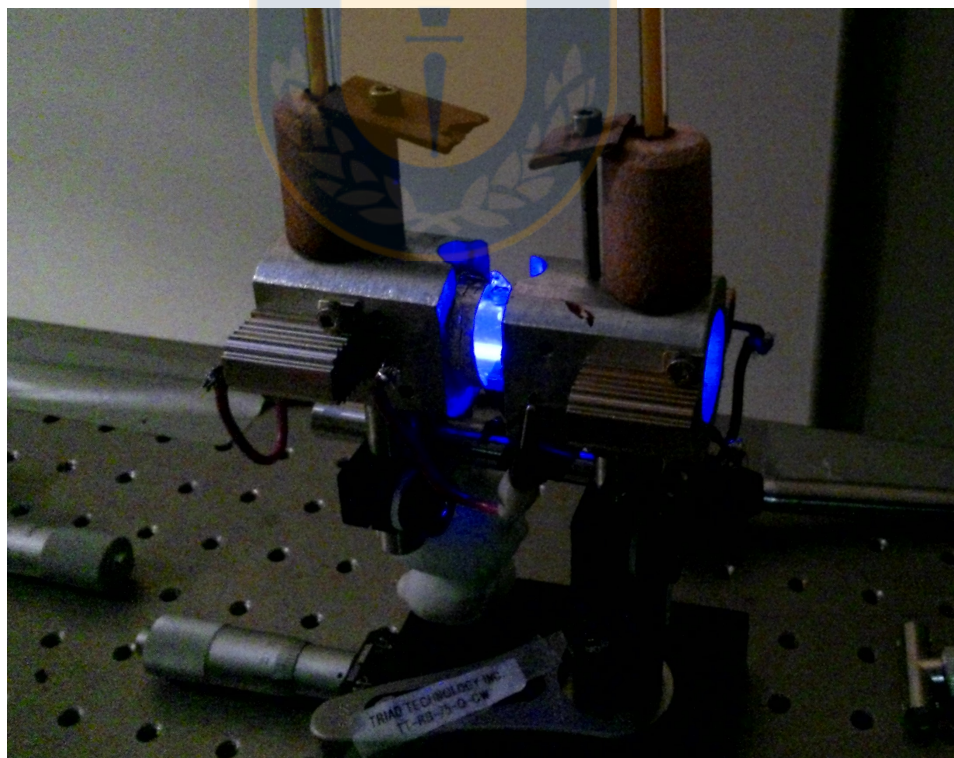
**Figura 6.5.5:** Fotografía de fluorescencia roja.

La segunda etapa, fue sintonizar el haz de  $\sim 776$  nm de longitud de onda. Para ello se hizo un estudio de absorción directa del haz, haciendo un barrido en frecuencias. La idea es ver un pozo de absorción, como el que se ve en la figura 6.5.6, de esta forma, sabemos que nuestro segundo láser de bombeo, está pasando por la longitud de onda resonante con el segundo estado excitado. Este estudio nos ayudó a encontrar la combinación de corriente y temperatura óptima para que nuestro diodo emita en la longitud deseada (ver tabla 7.1).



**Figura 6.5.6:** Absorción directa del haz de 776 nm de longitud de onda.

Una vez que se determinó la temperatura indicada, fue mucho más fácil sintonizar el sistema sin necesidad de ver absorción directa, sino que haciendo un barrido manual de frecuencias continuas hasta observar emisión espontánea azul en la celda, tal como se ve en la fotografía de la figura 6.5.7. Teniendo la celda con fluorescencia azul, se está muy cerca de la desintonía requerida para hacer el proceso óptimo de FWM.



**Figura 6.5.7:** Fotografía de fluorescencia azul.

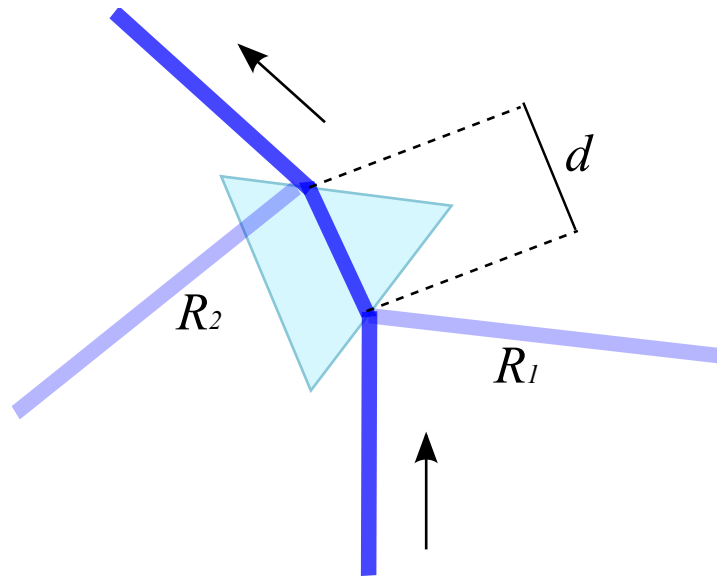


Figura 6.5.8: Reflexiones y propagación dentro del prisma.

#### 6.5.4. Correcciones por pérdidas

Durante el proceso de medición, notamos que había pérdida de potencia de CBL, principalmente debido a reflexiones no deseadas en nuestro sistema, introducidas por las interfases presentes en el prisma usado para separar la componente azul. Además, dado que el prisma no está fabricado para los fines requeridos, es posible que no sea perfectamente transparente para la luz de 420 nm de longitud de onda, luego habría pérdidas por propagación en su interior. Es por esto que se hizo un estudio de la pérdida de potencia producto de lo anterior. Las posibles pérdidas se esquematizan en la figura 6.5.8. Donde  $d$  es la distancia que recorre la luz dentro del prisma y  $R_1$  y  $R_2$  son reflexiones producto de las interfases.

# Capítulo 7

## Resultados y conclusiones

### 7.1. Resultados

Se logró generar luz azul colimada, lo que se explica por un proceso de mezcla de cuatro ondas, no-degenerado, en una configuración energética tipo diamante. El haz azul fue visto en dos esquemas experimentales, uno de haces cruzados y uno de haces totalmente co-propagantes. Un espectro de emisión de longitudes de ondas, se observa en la figura 7.1.1. Un aspecto interesante, respecto a los haces que salen de la celda que puede desprenderse de la figura 7.1.1, es que la potencia del haz de 780 nm de longitud de onda, es mucho menor comparada con la de 776 nm, lo que se debe a que no hay suficientes átomos para absorber en mayor proporción el segundo haz de bombeo.

### 7.2. Parámetros generales

Si bien se probaron dos esquemas, hay parámetros que fueron comunes para ambos. Dichos parámetros son la corriente de alimentación, la temperatura de los diodos y la polarización, ya que en los dos esquemas se trabajó en principio teniendo ambos láser con polarizaciones circulares iguales. La tabla 7.1 contiene las condiciones óptimas aproximadas, usadas en el funcionamiento de los diodos.

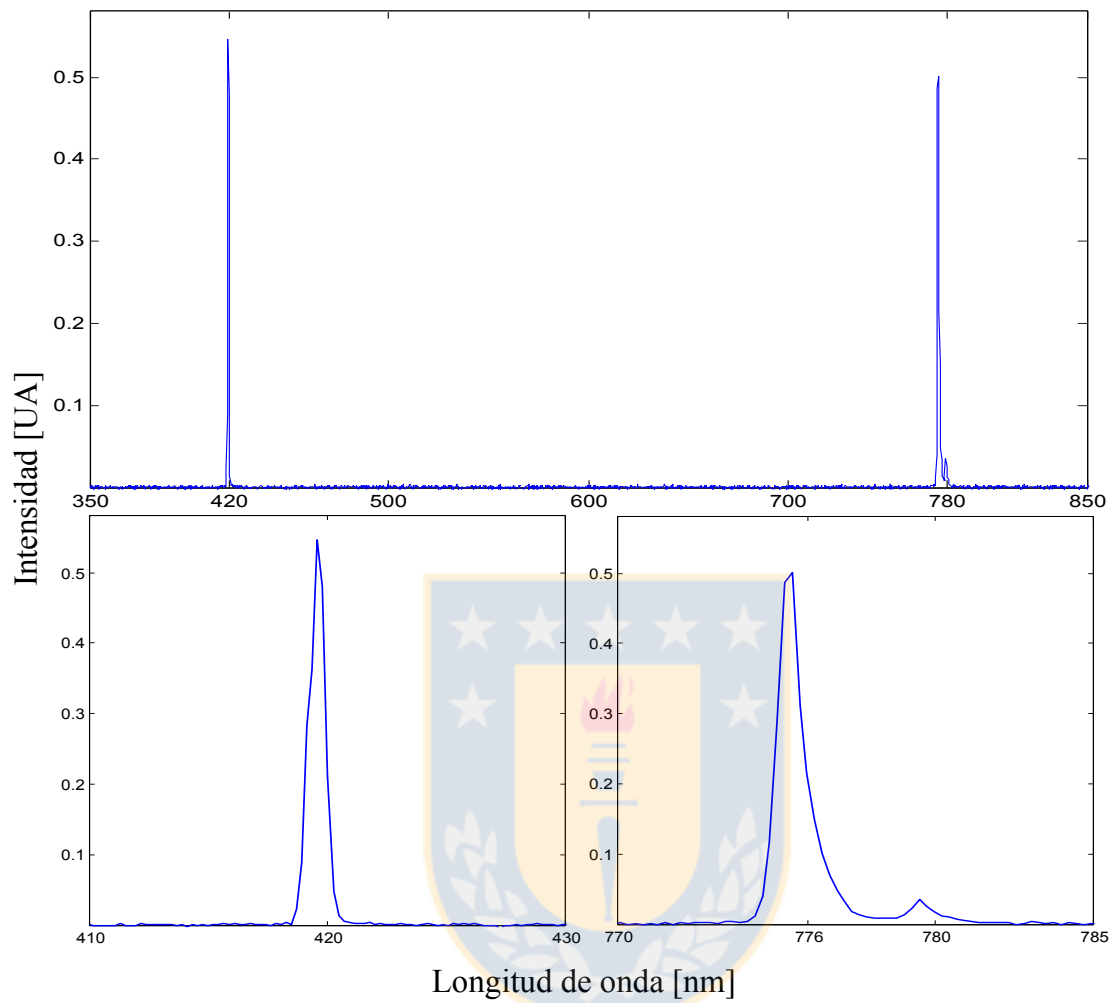


Figura 7.1.1: Espectro de emisión tras la celda y acercamientos.

Cuadro 7.1:  $I_a$ : corriente de alimentación del diodo,  $T_l$ : temperatura del diodo.

	780 nm	776 nm
$I_a$	105 mA	87 mA
$T_l$	20 °C	10 °C



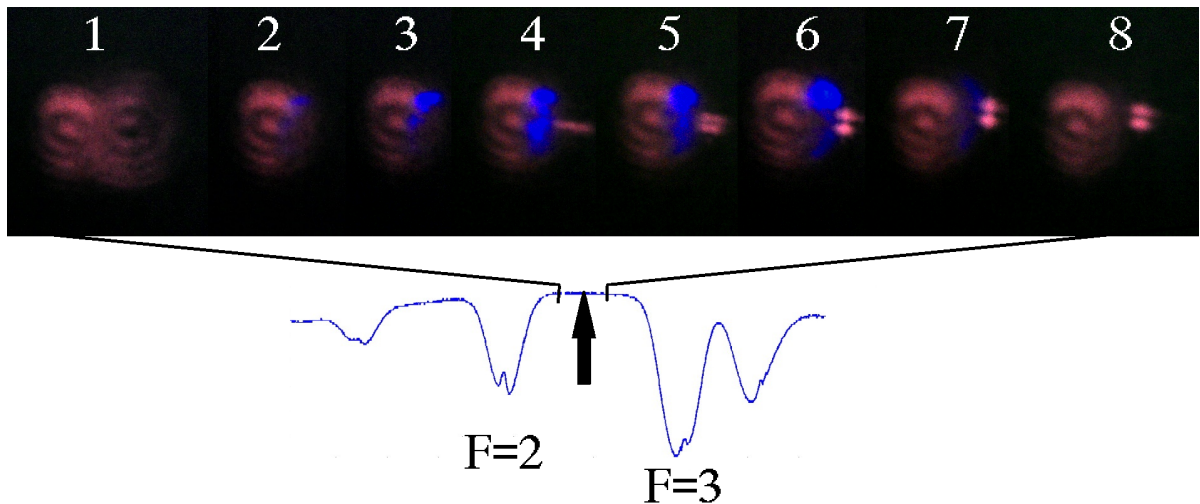


Figura 7.3.1: Sección transversal de los haces.

### 7.3. Esquema de haces cruzados

Fue posible detectar un máximo de luz azul colimada para una temperatura del rubidio de alrededor de  $120^{\circ}\text{C}$ . Se midió potencia, pero se concluyó que la potencia generada era muy baja con respecto a las potencias de infrarrojo que también atravesaron la celda de gas como para ser medida ( $< 1\ \mu\text{W}$ ). Cabe decir, que era difícil ver el haz a ojo desnudo si la luz de la sala estaba encendida, por lo que se trabajó casi a oscuras. En este esquema se omitió el uso de un prisma, debido a lo bajo de las potencias generadas, al igual que el estudio de la dependencia en polarización.

Si bien las potencias generadas fueron bajas, hay resultados interesantes que rescatar de esta experiencia. Este esquema permitió ver cómo se comportan las condiciones de casamiento de fase para haces no totalmente co-propagantes, evidenciando que el haz generado sale con un ángulo menor al ángulo con el cual se interceptan los haces, por lo que al proyectarlo en una pantalla se ve justamente entre ellos.

En la figura 7.3.1, se ve una secuencia fotográfica que muestra cómo varía la geometría de los haces que salen de la celda al ir variando la sintonía del haz de  $780\ \text{nm}$  de longitud de onda. Los haces fueron proyectados en una hoja de papel. La desintonía óptima ( $\Delta \approx 1,5\ \text{GHz}$ ) se ve en la imagen 4 de la secuencia.

Este esquema permite ver cómo varía la geometría transversal del haz en función de

la desintonía con respecto a las transiciones del estado fundamental 7.3.1. Esto nos lleva a concluir que el haz generado puede tener distintos modos de emisión dependiendo de pequeñas variaciones en las longitudes de onda que se entregan inicialmente al sistema [13]. Otro aspecto interesante que se evidencia en las fotografías, es que el haz de  $\lambda = 780$  nm es absorbido en una mayor cantidad que el de  $\lambda = 776$  nm, esto sugiere que el sistema está saturado para la segunda longitud de onda. Con lo anterior se puede inferir que si se desea generar mayor potencia de luz azul, sería conveniente aumentar la potencia del haz de bombeo de  $\lambda = 780$  nm, para que haya una mayor cantidad de átomos disponibles para interactuar con el haz de  $\lambda = 776$  nm. Finalmente se hizo pasar

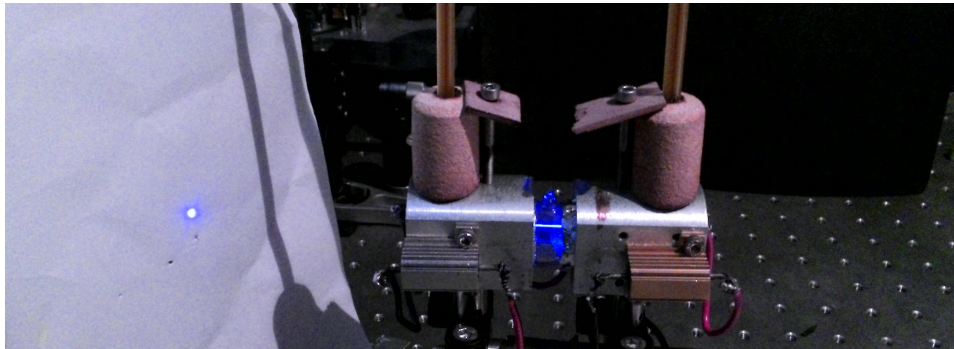


**Figura 7.3.2:** Patrón de interferencia del CBL generado por haces cruzados.

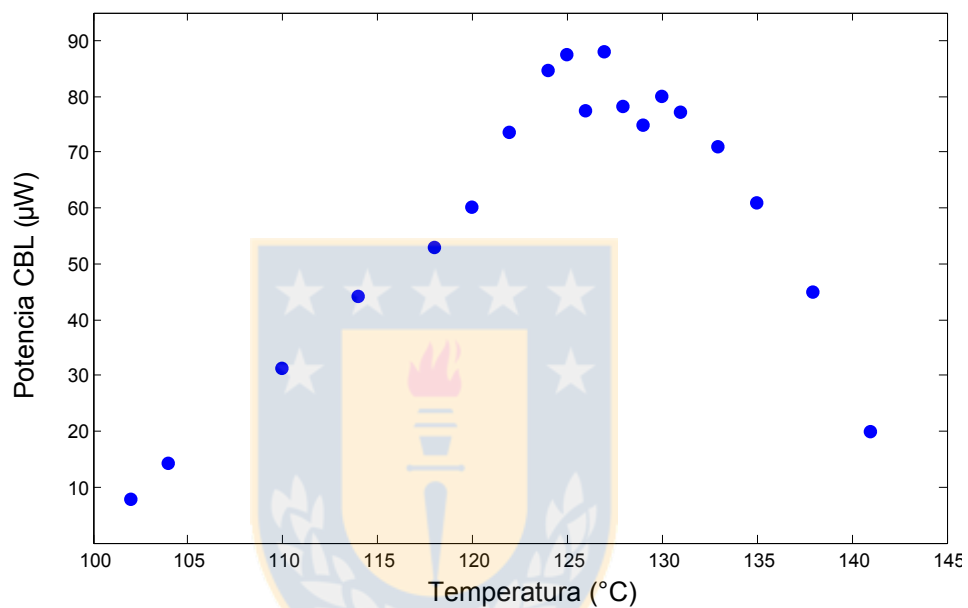
el haz por una doble rendija para visualizar el carácter coherente del haz azul, el cual se muestra por la formación de un patrón de interferencias mostrado en la figura 7.3.2.

## 7.4. Esquema de haces co-propagantes

Este esquema demostró ser ampliamente más efectivo en la generación de CBL, pues la intensidad del haz azul generado era visiblemente mucho mayor, al punto de ser visible aún con la luz del laboratorio encendida. El perfil del haz reflejado en una superficie opaca, era bastante notorio, incluso provocaba ciertas molestias al observarlo directamente (ver imagen 7.4.1).



**Figura 7.4.1:** Fotografía de el haz generado, incidiendo en una hoja de papel.



**Figura 7.4.2:** Potencia CBL vs temperatura del medio.

#### 7.4.1. Generación de azul versus temperatura de la celda

Una vez incorporado el horno, se realizó un estudio para encontrar la temperatura óptima en la cual se produce FWM. Se midió la potencia del haz azul generado, en función de la temperatura de la celda y los resultados se aprecian en la figura 7.4.2.

Se concluye que la temperatura óptima para el fenómeno investigado es de  $128 \pm 1^\circ \text{C}$ . A esta temperatura se detectaron  $\sim 90 \mu\text{W}$  de CBL. Cabe decir que la potencia de CBL registrada por el medidor de potencia, no se mantiene perfectamente constante, sino que oscila aleatoriamente en torno a valores, generalmente en un intervalo de  $\pm 5 \mu\text{W}$ . Estas pequeñas fluctuaciones se explican como producto de las variaciones térmicas y de

Potencia <sub>780nm</sub> [%]	Potencia <sub>776nm</sub> [%]	Potencia de CBL [ $\mu$ W]
100	100	90
75	75	30
50	50	19
25	25	2
0	0	0
100	75	68
100	50	52
100	25	44
100	0	0
75	100	61
50	100	33
25	100	8
0	100	0

**Cuadro 7.2:** Generación de CBL para distintas potencias relativas.

las inestabilidades en los haces de bombeo, pues, al estar trabajando con un fenómeno no-lineal, toda inestabilidad podría introducir una cantidad no despreciable de ruido. Las medidas de potencia registrada son el promedio de varias medidas grabadas con el instrumento de medición.

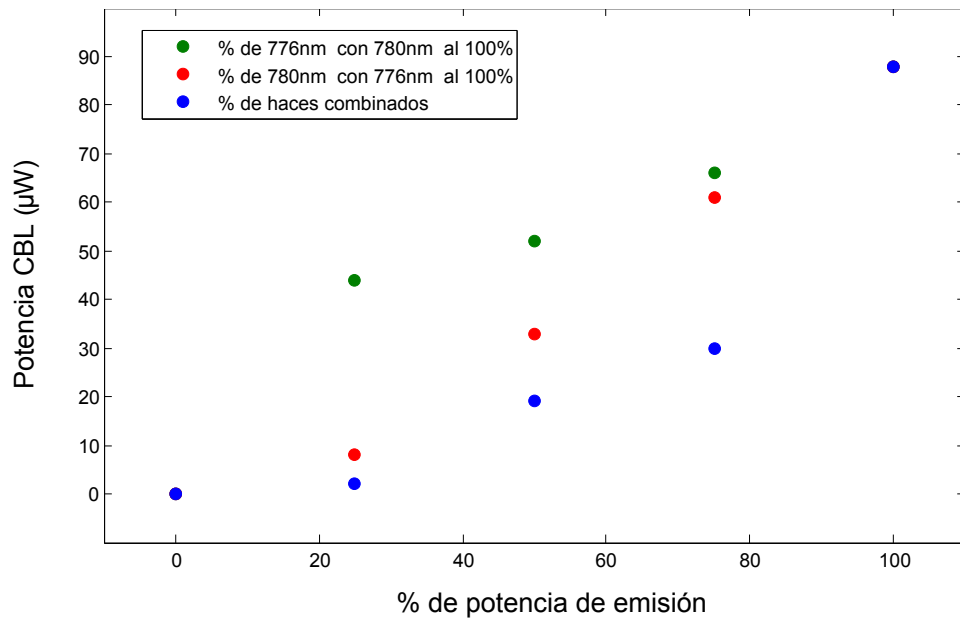
#### 7.4.2. Generación de azul versus haces incidentes

Resulta interesante estudiar la dependencia que hay entre el haz generado y las características de los haces incidentes. Para estas medidas se deja fijo el sistema en los parámetros óptimos a partir de los cuales se estudiará la dependencia en potencia relativa y polarización.

##### Potencia relativa

Si se considera la potencia inicial de los haces incidentes en la celda como un 100%, la tabla 7.2, contiene las mediciones de generación de azul según las potencias relativas. Donde un 100% de potencia para el haz que emite en 780 nm de longitud de onda, son 20 mW, mientras que para el de 776 nm de longitud de onda, son 10 mW.

La información del cuadro 7.2, se visualiza en la figura 7.4.3. Si bien no hay suficientes



**Figura 7.4.3:** Potencia CBL vs potencias de los haces de bombeo.

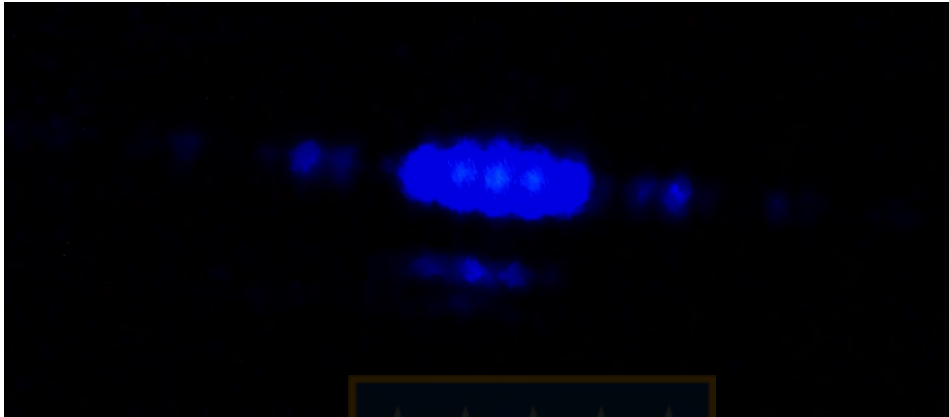
puntos como para ajustar una curva, es posible ver que existe una relación estrictamente creciente entre las potencias incidentes y la cantidad de azul generada. La dependencia en las potencias individuales (puntos rojos y verdes en la figura 7.4.3), es más cercana a una función lineal, mientras que la dependencia en las potencias combinadas (puntos azules), es parecida a una función cuadrática, lo que induce a concluir que hay una relación en la potencia generada de CBL y el producto de las potencias individuales de los haces de bombeo.

## Polarización

Debido a que con respaldo en la teoría, se decidió hacer incidir a los haces con polarizaciones circulares iguales, se comprobó tal afirmación comparando con otras combinaciones de polarizaciones incidentes. La tabla 7.3 contiene los datos obtenidos. Para polarizaciones circulares opuestas, existió generación de CBL, sin embargo, la potencia era muy baja como para ser medida.

Polarizaciones 780 nm c/r 776 nm	Potencia de CBL [ $\mu\text{W}$ ]	Porcentaje del total [%]
Circulares iguales	90	100
Circulares opuestas	<1	<1
Lineales iguales	67	75
Lineales opuestas	47	52

**Cuadro 7.3:** Generación de CBL para distintas configuraciones de polarizaciones.



**Figura 7.4.4:** Patrón de doble rendija para haces co-propagantes.

### 7.4.3. Coherencia del haz generado

Usando un interferómetro de doble rendija se concluye que el haz generado es coherente espacialmente. Una fotografía del patrón de interferencia visto se encuentra en la figura 7.4.4.

Además, el haz mostró coherencia temporal, al hacer un interferómetro de Michelson, sin embargo, debido a las bajas potencias, no se pudo registrar con nitidez alguna imagen de los círculos concéntricos, por lo que no se puede cuantificar, por el momento, cuan coherente temporalmente es el haz generado.

### 7.4.4. Eficiencia del proceso

Un parámetro para medir la eficiencia del proceso es el factor de conversión  $\eta$  [29]. Dicho factor se mide en función de las potencias incidentes  $P_{780}$  y  $P_{776}$  y la potencia generada  $P_{420}$  y tiene unidades de porcentaje sobre Vatios ( $[\%/W]$ ). Nuestro cálculo es

$$\eta = \frac{P_{420}}{P_{780} \cdot P_{776}} [1/\text{W}] = \frac{0,00009}{0,020 \cdot 0,010} [1/\text{W}] \approx [45 \%/ \text{W}]. \quad (7.4.1)$$

#### 7.4.5. Correcciones por pérdidas

Para estimar la potencia real generada, eliminando las pérdidas producidas por lo explicado en la sección 6.5.4, se usó una fuente láser azul, emitiendo en 405 nm de longitud de onda. Se midió la potencia de una porción del haz la cual fue de  $380 \mu\text{W}$ . Luego, se ubicó el prisma en el camino óptico del mismo haz, procurando que el camino de propagación en el interior sea el mismo que para el haz de CBL y se midió la potencia a la salida, la cual alcanzó los  $260 \mu\text{W}$ . Asumiendo una respuesta lineal de la atenuación producto del prisma en función de la potencia del haz y que la longitud emisión de la fuente es suficientemente cercana a la de nuestro haz generado por FWM, se concluye que la potencia del haz generado debe ser multiplicada por un factor de corrección  $C \approx 1,46$ .

Con el factor calculado se estima que la potencia de azul generada es aproximadamente  $\sim 0,13 \text{ mW}$ , lo cual daría un factor de eficiencia corregido de  $\eta_{corr} \approx [65,7 \%/ \text{W}]$ .





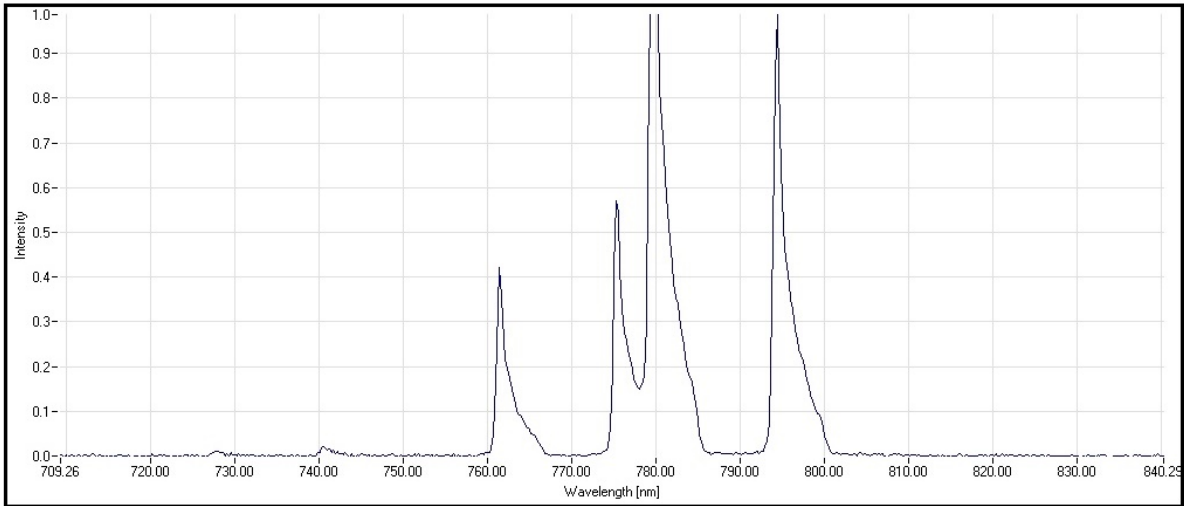
# Capítulo 8

## Proyecciones

Otro estudio a realizar es probar las distintas variantes propuestas en la literatura para generar FWM y ver cuál es la que produce mejores resultados justificando porque. Finalmente, se propone ver qué pasa si variamos la composición del gas de la celda, por ejemplo mediante la agregación de un elemento buffer.

Es importante dejar en claro que, si bien este proyecto pretendía crear las condiciones para obtener estados no-clásicos de luz, la caracterización de tales estados está lejos de ser efectuada con las herramientas experimentales que disponemos actualmente, pues se requeriría de un analizador de espectro electrónico y un montaje experimental para medir el ruido de intensidad y de cuadratura de los haces.

Si el tiempo nos lo permite, se planea implementar experimentalmente otros sistemas para hacer mezcla de cuatro ondas: Sistema Doble-Lambda y Sistema Doble-cascada. Por otra parte, el presente proyecto sienta las bases para futuros experimentos, pues abre varias líneas de investigación que podrían ser tomadas para estudios de postgrados. Por ejemplo, en la figura 8.0.1 se grafica un fenómeno interesante que se observó al analizar el espectro de la celda en otras sintonías de los láseres de bombeo. En el espectro se ve que hay generación de luz resonante con la línea D1 del rubidio, posiblemente coherente, además de emisión en 761, 740 y 728 nanómetros aproximadamente. Este fenómeno no está explicado y puede originar una serie de experimentos, tanto en la teorización o en la implementación experimental, al estimular la emisión de alguna de estas longitudes



**Figura 8.0.1:** Espectro de emisión para dos haces de bombeo.

de onda adicionales.



# Apéndice A

## Comparación económica

Es necesario destacar que desde el planteamiento de la hipótesis de este proyecto, la idea siempre fue utilizar sistemas de bajo costo, en lo posible fabricados por nosotros mismos. Es por esto, que es importante tener un parámetro objetivo de cuan bien se cumplió esta idea.

Se hará una estimación del dinero invertido en este experimento y se comparará con un sistema similar cotizado en Torlabs, una de las principales empresas proveedoras de instrumentación para laboratorios de óptica.

Para hacer este cálculo, es necesario separar los costos en dos partes. Primero, se agrupan todos los elementos que no forman parte activa del experimento y se estimará su costo (cuadro A.1). Este valor, se considerará como un piso mínimo para realizar la experiencia y se considerará igual tanto en este como en otros grupos. En este grupo se considera la óptica: Lentes, láminas de onda, cubos divisores de haz y espejos. La mecánica: Postes metálicos, tornillos y otros elementos necesarios para montar físicamente el sistema. El último elemento del primer grupo son las celdas de referencia y medio atómico.

En un segundo grupo (cuadro A.2) consideraremos los elementos activos de nuestro montaje: Sistemas de diodos láser y control del medio no lineal. Se excluyen de este análisis, los elementos que no son absolutamente necesarios para hacer el experimento, ya que estos pueden variar en cada laboratorio. Dentro de los elementos excluidos, podemos

Elemento	Valor unitario ( <i>USD</i> )	Cantidad	Total ( <i>USD</i> )
Base+poste+clamp+montaje	40	12	480
Lentes	25	2	50
CP	185	1	190
CNP	150	1	150
Espejos	50	2	50
Láminas $\lambda$	420	3	1260
Celda de <i>Rb</i>	500	2	1000
Costo total aproximado	~ 3180		

**Cuadro A.1:** Costos fijos (aproximados) mínimos para hacer el montaje.

señalar: Medidores de potencia, analizador de espectro, osciloscopios, etc.

Para hacer la comparación en los costos variables, se compararán los elementos usados en el LCCAL en este experimento, con instrumentos de similares características cuyas características, modelos y precios han sido vistos en la página web oficial de la empresa Thorlabs. La cotización hecha en Thorlabs, al ser hecha a partir de los componentes individuales, puede ser considerada como de precio intermedio pues, en el mercado, existen sistemas compactos ultraestables y sintonizables mucho más cómodos y completos para trabajar, pero al mismo tiempo con un precio muy elevado, superiores a los 50000 USD.

Comparado con el sistema que se puede adquirir en Thorlabs, todo nuestro sistema tiene un precio 5 veces menor u 8,7 veces menos en cuanto a los costos variables. En total, todo este experimento tiene un costo aproximado de 6512 USD, lo que lo hace muy barato comparado con lo que comúnmente costaría un experimento de interacción no-lineal de átomos con campo electromagnético.

LCCAL.		Cotización en thorlabs.	
Elemento	(USD)	Elemento	(USD)
<b>Láser de <math>\lambda = 780</math> nm.</b>			
Diodo laser en modo libre de emisión.		Diodo con cavidad extendida Littman.	
Diodo láser	1	Kit laser sintonizable 770nm, TLK-L780M	10500
Circuito controlador Thorlabs ITC102	800	Circuito controlador Thorlabs ITC102	800
Peltier	10	Controlador piezo eléctrico MDT694B	987
Carcasa de aluminio hecha a la medida	20	Generador de funciones Tektronix AFG3021B	1500
Generador de funciones Tektronix AFG3021B	1500		
<b>Láser de <math>\lambda = 776</math> nm.</b>			
Diodo laser en modo libre de emisión.		Diodo con cavidad extendida Littman.	
Diodo láser	1	Kit laser sintonizable 770nm, TLK-L780M	10500
Circuito controlador Thorlabs ITC102	800	Circuito controlador Thorlabs ITC102	800
Peltier	10	Controlador piezo eléctrico MDT694B	987
Carcasa de aluminio hecha a la medida	20	Generador de funciones Tektronix AFG3021B	1500
Circuito de control fino	30		
<b>Calentador de la celda.</b>			
Horno de aluminio		Horno para celda.	
Piezas de aluminio	5	Horno GCH25-75	832
Termómetros	5	Controlador horno TC200	562
Resistencias de baja impedancia	10		
Fuente de alimentación DC	100		
Carcasa de aluminio hecha a la medida	20		
<b>Total</b>	<b>3332</b>	<b>Total</b>	<b>28968</b>

Cuadro A.2: Costos variables.



# Bibliografía

- [1] Cohen-Tannoudji C. Diu B. Laloe F., Quantum Mechanics Vol.2, New York, 1995.
- [2] Saleh Teich, Fundamentals of photonics 2ed., New Jersey, 2007.
- [3] Cohen-Tannoudji C. Dupont-Roc J. Grynberg G., Atom-Photon Interactions, Morlenbach, 2004.
- [4] Demtroder W., Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation 3ed, Berlin, 2003.
- [5] Silfvast W.T. Laser fundamentals 2ed., Cambridge, 2004.
- [6] Mandel Wolf, Optical coherence and quantum optics ed., Cambridge, 1995.
- [7] Boyd R.W., Nonlinear optics 3ed., New York 2007.
- [8] Yanpeng Zhiqiang-Min, Coherent Control of Four-Wave Mixing, Beijing 2011.
- [9] Kaye-Laflamme Mosca, An introduction to Quantum Computing, Oxford 2007.
- [10] Janousek J., Investigation of non-classical light and its application in ultrasensitive measurements, Department of Physics Technical University of Denmark, Denmark, 2007.
- [11] Aguirre J., Correlacoes e Ruído de intensidade e de Fase em Transparencia Induzida Electromagneticamente: Experimentos e Teorias, Universidade de Sao Paulo, Brasil 2004.
- [12] Valente P., Estudios de efectos transitorios asociados a resonancias coherentes, Montevideo, Uruguay 2004.
- [13] Jasperse M., Quantum Squeezing by Four Wave Mixing in Rubidium Vapour, Melbourne University, Australia 2007.

- [14] Lavín S., Experimentos de interacción coherente átomo-luz en isótopos  $^{85}\text{Rb}$  y  $^{87}\text{Rb}$  usando láseres semiconductores, Universidad de Concepción, Chile 2015.
- [15] Vargas J., Generación de luz de 397,5 nm de longitud de onda a partir de una fuente de bombeo óptico resonante con la transición D1 de 795 nm de longitud de onda de átomos de Rubidio, Universidad de Concepción, Chile 2015.
- [16] Reyes A., Espectroscopía de polarización en vapor de rubidio utilizando un diodo láser con cavidad extendida, Universidad nacional autónoma de México, México DF, México 2008.
- [17] Rao G.R. et al., Atomic hyperfine structure studies using temperature/current tuning of diode lasers: An undergraduate experiment
- [18] Abraham J. et al, Two photon spectroscopy of rubidium using a grating-feedback diode laser, *Am. J. Phys.*, Vol. 74, No 3, 2006.
- [19] Abraham J. et al, Electromagnetically Induced transparency in rubidium , *Am. J. Phys.*, Vol. 77, No 2, 2009.
- [20] Saliba S.D. et al, Mode stability of external cavity diode lasers, *Applied Optics*, Vol. 48, No.35, 2009.
- [21] Hawthorn C. J. et al, Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam, *Review of Scientific Instruments* Vol. 72, 4477 2001.
- [22] Smith D.A. et al, The role of hyperfine pumping in multilevel systems exhibiting saturated absorption, *Am. J. Phys.*, Vol. 72, No. 5, 2004.
- [23] Marcus B. et al, Collimated blue light in rubidium vapor , *Am. J. Phys.*, Vol. 81, No 6, 2013.
- [24] Alexander M. Akulshin et al., Coherent and collimated blue light generated by four-wave mixing in Rb, *Optics Express*, Vol. 17, No 25, pp. 22861-22870, 2009.
- [25] Hemmer P.R. et al., Efficient low-intensity optical phase conjugation based on coherent population trapping in sodium, *Optics Letters*, Vol. 20, No.9, 1995.



- [26] Zibrov A.S. et al., Efficient frequency up-conversion in resonant coherent media, *Physical Review A*, Vol. 65, 2002.
- [27] Meijer T. et al., Blue five-level frequency-upconversion system in rubidium, *Optics Letters*, Vol. 31, No.7, 2006.
- [28] Becerra F.E. et al., Nondegenerate four-wave mixing in rubidium vapor: The diamond configuration, *Physical Review A*, Vol. 78, 2008.
- [29] Vernier A. et al., Enhanced frequency up-conversion in Rb vapor, *Optics Express*, Vol. 18, 2010.
- [30] Akulshin A. et al., Collimated blue light enhancement in velocity-selective pumped Rb vapour, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, Vol. 47, 2012.
- [31] Akulshin A. et al., Frequency evaluation of collimated blue light generated by wave mixing in Rb vapour, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, Vol. 45, 2012.
- [32] Kryzhanovsky B. Glushko B., Adiabatic four-wave mixing in a strongly driven resonant four-level system: Effect of pump depletion, *Phys. Rev. A*, Vol. 46, No.5, 1992.
- [33] Morigi G. et al., Phase-dependent interaction in a four-level atomic configuration, *Phys. Rev A* Vol.66, 2002.
- [34] Advanced Physics Laboratory, Saturated Absorption Spectroscopy, University of Florida Department of Physics, EE.UU., 2010.
- [35] Daniel Adam Steck, Rubidium 87 D line Data, Oregon Center of Optics and Department of Physics University Oregon University, EE.UU. 2009.
- [36] Daniel Adam Steck, Rubidium 85 D line Data, Oregon Center of Optics and Department of Physics University Oregon University, EE.UU. 2009.
- [37] Pohl et al., The size of the proton, *Nature* 09250, Vol466, 2010.
- [38] Franken P.A. et al., Generation of Optical Harmonics, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.7, No.4, 1961.
- [39] Thiel C.W., Four-Wave Mixing and its Applications, Montana State University, EE.UU.

- [40] Aso O. et al., Four-Wave Mixing in Optical Fibers and Its Applications, Furukawa Review, No. 19. 2000.
- [41] Jeffrey O. et al., Real-time image processing via four-wave mixing in a photorefractive medium, Appl. Phys. Lett., No.37, 1980.
- [42] Cronin-Golomb et al., Theory and Applications of Four-Wave Mixing in Photorefractive Medium, IEEE Journal of Quantum electronics, Vol.20, No.1, 1984.

