



Universidade Federal Rural de Pernambuco  
Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação  
Departamento de Física

Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada

Fluorescência Ressonante de Dois Fótons em Vapor de Rubídio  
com Lasers Pulsado e Contínuo

*Geimson Ayrton dos Santos*

Dissertação de Mestrado

Recife - PE

30 de agosto de 2016

Universidade Federal Rural de Pernambuco  
Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação  
Departamento de Física

*Geimson Ayrcton dos Santos*

**Fluorescência Ressonante de Dois Fótons em Vapor de Rubídio  
com Lasers Pulsado e Contínuo**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada do Departamento de Física da Universidade Federal Rural de Pernambuco como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física.

**Orientador: Dr. Wictor Carlos Magno**

DF - UFRPE

**Coorientadora: Dra. Sandra Sampaio Vianna**

DF - UFPE

**Recife - PE**

**30 de agosto de 2016**

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)  
Sistema Integrado de Bibliotecas da UFRPE  
Biblioteca Central, Recife-PE, Brasil

S237f

Santos, Geimson Ayrcton dos

Fluorescência ressonante de dois fótons em vapor de rubídio com lasers pulsado e contínuo / Geimson Ayrcton dos Santos. – 2016.

79 f. : il.

Orientador: Wictor Carlos Magno.

Coorientadora: Sandra Sampaio Vianna.

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal Rural de Pernambuco, Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada, Recife, BR-PE, 2016.

Inclui referências.

1. Absorção de dois fótons 2. Vapor de rubídio 3. Fluorescência  
4. Lasers contínuo e pulsado I. Magno, Wictor Carlos, orient.  
II. Vianna, Sandra Sampaio, coorient. III. Título

CDD 621

UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DE PERNAMBUCO  
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA APLICADA

**Fluorescência Ressonante de Dois Fótons em Vapor de Rubídio com Lasers  
Pulsado e Contínuo**

*Geimson Ayrcton dos Santos*

Dissertação julgada adequada para obtenção do título de mestre em Física, defendida e aprovada por unanimidade em 30/08/2016 pela Comissão Examinadora.

Banca Examinadora:

---

Wictor Carlos Magno  
DF - UFRPE

---

Sérgio Vladimir Barreiro Degiorgi  
UACSA - UFRPE

---

Michael Lee Sundheimer  
DF - UFRPE

Dedico esta, bem como todas as minhas demais conquistas, a Deus a todos os meus amigos e familiares.

# Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer a Deus por ter permitido chegar até aqui.

Gostaria de agradecer a minha família, em especial meus pais. Ao esforço que tiveram para me conceder a estrutura que tive, ao incentivo que sempre me deram e à educação que levo comigo até hoje. Também gostaria de agradecer aos meus irmãos e seus parceiros que sempre estiveram me apoiando e aconselhando que caminho seguir.

Agradeço a todos os professores que contribuíram para minha formação acadêmica desde as séries iniciais até a graduação. Aos da pós graduação do DF-UFRPE.

Agradeço ao meu orientador Wictor pela sua paciência, dedicação e colaboração para minha formação. Nessa mesma linha, venho agradecer também a professora Sandra que enriqueceu nosso trabalho trazendo sua contribuição com bastante dedicação e paciência. Sem eles não seria possível a realização desse trabalho. Ao DF-UFPE, oficina mecânica UFPE, ao Marco Polo e ao Jesus também agradeço pela contribuição para o experimento.

Nos momentos de apoio e motivação tive a colabaração da querida Chinaeana e por isso não poderia deixar de agradecê-la. Aproveito esse momento pra também agradecer aos amigos Carlos e Felipe pelas contribuições dadas em momentos de dúvidas. Aos amigos Harrison, David e Rodrigo pelas ajudas na plataforma de escrita desta dissertação. Aos mesmos e aos amigos de turma Thiago, Alan e Sara pelos momentos de estudos e descontração.

À CAPES, pelos recursos.

# Resumo

Neste trabalho estudamos um sinal de fluorescência ressonante por dois fótons em vapor de rubídio ao interagir com um feixe de laser de diodo e com um laser de Ti:safira de femtossegundos na transição em cascata  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . Os átomos contidos em uma célula fechada e aquecida interagem com os feixes de lasers na configuração copropagante, tendo comprimentos de onda em torno de 780 nm e polarizações lineares e paralelas entre si. Analisamos o sinal de fluorescência detectado para frente, na direção de incidência dos lasers, bem como na direção perpendicular aos lasers (fluorescência a  $90^\circ$ ). Analisamos o sinal de fluorescência no comprimento de onda 421 nm devido ao decaimento espontâneo do estado excitado  $6P_{3/2}$  para o estado fundamental  $5S_{1/2}$ , em função de vários parâmetros do sistema, como a polarização do sinal em relação à polarização dos lasers, em função da frequência de varredura do laser de diodo e em função da densidade atômica da amostra. Observamos efeitos de saturação no sinal de fluorescência detectado variando-se a intensidade do laser de diodo e a densidade atômica. Efeitos de bombeio óptico do laser de diodo no sinal de fluorescência detectado também foram observados e explicados com um modelo teórico simples.

**Palavras-chave:** absorção de dois fótons, vapor de rubídio, fluorescência, lasers contínuos e pulsados.

# Abstract

In this work we study a resonant fluorescence signal generated by two-photon absorption in rubidium vapor, when the atomic system interacts with a continuous wave laser from a diode laser beam and one ultrashort pulse train from a femtosecond Ti:sapphire laser, in the ladder transition  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . The atoms contained in a closed and heated cells interact with the pair of laser beams in a co-propagating configuration. The laser beams have wavelengths of about 780 nm and linear and parallel polarization. We analyze the fluorescence signal detected forward, in the same direction of the incidence laser beams, as well as in the direction perpendicular to lasers (fluorescence at  $90^\circ$ ). We analyze the fluorescence signal at 421 nm generated by the spontaneous decay of the excited state  $6P_{3/2}$  to the ground state  $5S_{1/2}$  of rubidium, as a function of the many parameters of the system, such as: the signal polarization with respect to the polarization of the laser beams, the frequency and the intensity of the diode laser, and the atomic density of the sample. We observed saturation effects on the fluorescence detected signal varying the intensity of the laser diode and the atomic density. Effects of an optical pumping from the diode laser beam on the fluorescence signal were observed and explained with a simple theoretical model.

**Keywords:** Two-photon absorption, Rubidium vapor, Fluorescence, continuous wave and pulsed lasers.



# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Fundamentação Teórica</b>	<b>6</b>
2.1	Interação Átomo Luz Laser . . . . .	7
2.2	Trem de Pulsos Ultracurtos . . . . .	12
2.3	Absorção de Dois Fótons . . . . .	14
2.4	Propagação e Absorção da Luz em um Vapor Atômico . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Sistema Experimental, Resultados e Discussões</b>	<b>25</b>
3.1	Sistema Experimental . . . . .	25
3.1.1	Átomo de Rubídio . . . . .	25
3.1.2	Laser de Diodo . . . . .	28
3.1.3	Absorção Saturada . . . . .	30
3.1.4	Laser Pulsado de Ti:safira . . . . .	33
3.2	Montagem Experimental . . . . .	35
3.3	Resultados e Discussões . . . . .	39
3.3.1	Características Gerais do Sinal . . . . .	39
3.3.2	Dependência do Sinal com a Densidade Atômica . . . . .	47
3.3.3	Dependência do Sinal com a Intensidade do Laser de Diodo . . . . .	49
3.3.4	Comparação da Largura de Linha do Sinal . . . . .	50
3.3.5	Bombeamento Óptico . . . . .	53

3.3.6	Outros Resultados Relacionados . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>59</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>65</b>

# Lista de Figuras

2.1	Representação do sistema de dois níveis interagindo com um laser de frequência angular $\omega_1$ . A taxa de relaxação do sistema é definida como $\gamma_{11}$ e a dessintonia do laser com a transição atômica é dada por $\delta_1 = \omega_{10} - \omega_1$ . . . . .	7
2.2	População do estado excitado $ 1\rangle$ , no regime estacionário, em função da dessintonia do campo para valores diferentes da frequência de Rabi. . . . .	12
2.3	Representação diagramática de um trem de pulsos [(a), equação 2.19] e de um pente de frequências [(b), equação 2.20]. A curva em azul é a envoltória dos pulsos. Tomada da referência [21]. . . . .	14
2.4	Diagrama do modelo teórico de absorção de dois fótons em cascata para um sistema de três níveis. As frequências dos campos incidentes são $\omega_1$ e $\omega_2$ . As dessintonias dos lasers são definidas como: $\delta_1 = \omega_{10} - \omega_1$ e $\delta_2 = \omega_{21} - \omega_2$ . . . . .	16
2.5	Cálculo das populações do sistema de três níveis em função da dessintonia do primeiro laser. Curvas geradas a partir do MatLab. . . . .	21
2.6	Curvas de alargamento por potência da população do nível mais excitado do sistema, em função da dessintonia do primeiro laser, variando-se $\Omega_1$ . A dessintonia do segundo laser foi mantida fixa em $\delta_2 = 0$ e a frequência de Rabi da segunda transição foi $\Omega_2 = 0.16 \gamma_{11}$ . . . . .	22
2.7	População $\rho_{22}$ do nível mais excitado em função da dessintonia do primeiro laser, para alguns valores da dessintonia $\delta_2$ do segundo laser. . . . .	23

3.1	Esquema das estruturas fina e hiperfina dos níveis $5S_{1/2}$ , $5P_{3/2}$ e $5D_{5/2}$ para o $^{87}Rb$ (a) e para o $^{85}Rb$ (b) [27]. As possíveis transições ocorrem respeitando as regras de seleção por dipolo elétrico: $\Delta F = 0$ ou $\pm 1$ , tendo em vista que consideramos que nosso sistema atômico interage com os lasers incidentes através de interações por dipolo elétrico. . . . .	28
3.2	Dispositivo que contém o laser de diodo usado nos experimentos. . . . .	29
3.3	Gráfico da potência (mW) pela corrente (mA) do laser de diodo usado tanto no experimento de absorção saturada, como para acessar a primeira transição do rubídio: $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ . . . . .	30
3.4	Esquema simplificado do processo de absorção saturada usado como referência de frequência. A seta preta que incide no vapor corresponde ao feixe forte e a seta vermelha corresponde ao feixe fraco. F(1, 2 e 3) - Filtros atenuadores do feixe “pump”, BS - divisor de feixe e E(1, 2, 3, 4 e 5) - Espelhos. . . . .	32
3.5	Espectro de absorção saturada do rubídio. Embora com legenda de transmissão, iremos sempre nos referir a essa curva como absorção. Usamos a absorção invertida para que fique melhor o entendimento das posições dos picos que iremos analisar. . . . .	33
3.6	Foto superior do laser Ti:safira pulsado usado nos experimentos deste trabalho. 34	
3.7	Espectro de emissão do laser pulsado de Ti:safira, coletado por um espectrômetro portátil USB 4000 da <i>Ocean Optics</i> . Observamos uma largura de banda do laser de Ti:safira da ordem de 15 nm. . . . .	34
3.8	Diagrama dos níveis de energia e transições de interesse do rubídio. A frequência do laser de diodo está representada por $\omega_{cw}$ , enquanto que $\omega_f$ e $\omega'_f$ representam as frequências mais próximas das ressonâncias dos modos do pente de frequência do laser pulsado. As linhas curvas representam os possíveis caminhos que o átomo pode seguir no decaimento espontâneo. . . . .	35

3.9	Esquema experimental. As linhas vermelha e preta representam o caminho percorrido pelos feixes dos lasers incidentes. Onde, divisores de feixes: BS - (beamsplitter) e PBS - por polarização, $L_1$ , $L_2$ , $L_3$ e $L_4$ - lentes esféricas convergentes com distâncias focais de 20, 25, 15 e 5 cm, FM - fotomultiplicadora, F(1 e 2) - Filtros interferométricos, $\frac{\lambda}{2}$ - placa de meia onda. . . . .	37
3.10	Medidas do perfil espacial dos lasers incidentes. As curvas em vermelho correspondem ao ajuste gaussiano feito pelo software <i>Origin</i> . . . . .	38
3.11	A curva em vermelho representa o espectro medido de absorção saturada do rubídio, enquanto que a curva em azul é o sinal de fluorescência detectado para frente no comprimento de onda azul em 421 nm. A temperatura da célula de rubídio foi de $T = 110\text{ }^\circ\text{C}$ . A intensidade do laser de diodo foi $I_d = 50\text{ mW/cm}^2$ e a intensidade do laser de Ti:safira foi $I_{fs} = 3,9\text{ mW/cm}^2/\text{modo}$ . . . . .	40
3.12	Gráficos comparativos entre os sinais de fluorescência a $90^\circ$ e para frente. As curvas em rosa representam o espectro de absorção saturada, enquanto que a curva verde é o sinal a $90^\circ$ e a curva azul é o sinal de fluorescência para frente. . . . .	42
3.13	Figura com gráficos da escala de fundo com apenas o laser de diodo fig. 3.13a e com apenas o laser Ti:safira fig. 3.13b. Para essas curvas tínhamos $T = 69^\circ\text{C}$ e a intensidade do laser de diodo foi $I_d = 0,25\text{ mW/cm}^2$ . . . . .	43
3.14	Sequência de curvas da polarização do sinal de fluorescência. (a) Sem polarizador na saída da célula. (b) Com polarizador paralelo na saída e (c) com polarizador perpendicular na saída. . . . .	44
3.15	Vemos nas cores azul e cinza os gráficos do sinal com e sem média, respectivamente. Essas curvas representam o sinal para frente, já a curva em rosa é a nossa escala de referência (absorção saturada). As condições para essa curva foram: $T = 84^\circ\text{C}$ e $I_d = 20\text{ mW/cm}^2$ . . . . .	45

3.16	Sinal de fluorescência para frente em função da frequência do laser de diodo. As curvas em azul, verde e laranja representam o sinal para frente em diferentes instantes de tempo, enquanto que a curva em rosa é o espectro de absorção saturada. Nessa representação temos os sinais com a mesma escala para mostrar a dependência do espectro com os modos do laser pulsado. Cada curva corresponde a uma única varredura. . . . .	47
3.17	(a) Gráfico com sinal no $^{87}Rb$ menor que o sinal no $^{85}Rb$ para uma temperatura mais baixa ( $T = 81^{\circ}C$ ) e (b) gráfico com sinal no $^{87}Rb$ maior que no $^{85}Rb$ para uma temperatura maior ( $T = 104^{\circ}C$ ). . . . .	48
3.18	Esquema da célula de rubídio sendo irradiada pelos feixes de lasers. O sinal coletado a $90^{\circ}$ corresponde a uma região menor da célula, comparada com o caminho percorrido dentro da célula pelo sinal coletado para frente. L - Lente de 15cm, E - Espelho, seta em vermelho - lasers de diodo e pulsado, seta em azul - sinal de fluorescência gerado para frente e a $90^{\circ}$ . . . . .	49
3.19	Gráficos da dependência do sinal para frente e perpendicular à célula para diferentes intensidades do laser de diodo. . . . .	50
3.20	Em vermelho ajuste gaussiano 3.20a e lorentziano 3.20b do sinal coletado para frente. . . . .	51
3.21	Alargamento por potência do sinal com a intensidade do laser de diodo. . . .	51
3.22	Característica da largura de linha do sinal com a intensidade do laser de diodo. As larguras de linha dos sinais se aproximam quando o laser de diodo está menos intenso. . . . .	53
3.23	Gráficos da dependência da largura do sinal para frente e perpendicular a célula com a temperatura, para uma intensidade fixa $I_d = 0,25mW/cm^2$ . . .	54
3.24	Picos de bombeio óptico no $^{87}Rb$ com $\Delta x \approx 157MHz$ . . . . .	55

3.25	Esquema do efeito de bombeio óptico. A frequência $\omega_{cw}$ corresponde ao laser de diodo, enquanto $\omega_f$ corresponde a frequência de um modo do laser pulsado, realizando a primeira transição; já $\omega'_f$ corresponde a frequência de outro modo do laser pulsado, responsável pela segunda transição. A linha ondulada equivale ao decaimento espontâneo, na ausência de um modo do pente de frequência do laser pulsado. . . . .	56
3.26	Picos no fundo do sinal de fluorescência para o $^{85}Rb$ . . . . .	57
3.27	Picos no sinal de fluorescência, tanto para o $^{87}Rb$ (3.27(a)) como para o $^{85}Rb$ (3.27(b)). . . . .	58
3.28	Absorção linear variando com a temperatura [39]. . . . .	58

# Capítulo 1

## Introdução

Este trabalho descreve a interação de um vapor de rubídio aquecido com lasers pulsado e contínuo, através de um processo de absorção ressonante de dois fótons na transição  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ .

O objetivo desta dissertação é estudar o sinal de fluorescência ressonante no rubídio devido à interação do vapor alcalino com o pente de frequências de um laser de femtossegundos de Ti:safira e com um laser contínuo (*cw*) de diodo, coletando o sinal de fluorescência tanto para frente como na direção lateral da célula de rubídio (sinal a  $90^\circ$ ). Como objetivos específicos, demos continuidade aos experimentos realizados no Laboratório de Espectroscopia Atômica do DF - UFPE sobre a dependência do sinal de fluorescência ressonante por dois fótons com parâmetros como a frequência e a intensidade dos lasers incidentes, em função da polarização, da temperatura e da densidade atômica da amostra atômica.

A óptica e a interação da luz com a matéria têm importantes aplicações científicas e tecnológicas. Em particular, a geração e o estudo de feixes de luz (LEDs e laser) na região azul do espectro eletromagnético tem sofrido importantes avanços nos últimos anos. Recentemente, por exemplo, o prêmio Nobel de Física de 2014 foi concedido conjuntamente a Isamu Akasaki, Hiroshi Amano e Shuji Nakamura, pela construção de eficientes diodos emissores de luz (LED's) na região azul [1]. Isso teve inúmeras aplicações práticas nas áreas de iluminação e em displays de dispositivos eletro-eletrônicos, dentre outras. A área de armazenamento óptico (CDs e DVDs) também se beneficiou amplamente com a tecnologia de



armazenamento de dados de alta densidade em regiões cada vez menores das mídias ópticas, em decorrência da diminuição do comprimento de onda da emissão laser usada na região azul do espectro, como por exemplo, no caso da tecnologia "Blu-ray". Por trás dessas grandes descobertas existem inúmeras pesquisas básicas sendo realizadas, as quais contribuem direta ou indiretamente para a evolução da ciência e da tecnologia em geral.

O estudo experimental envolvendo a interação coerente entre luz e matéria teve início logo após a invenção do primeiro laser por T. H. Maiman [2] em 1960, em decorrência de um efeito de emissão estimulada de radiação pela excitação de um cristal de rubi. Grande contribuição teórica para essa área foi dada por Albert Einstein já em 1916, sobre a emissão estimulada de radiação eletromagnética [3], a qual teve como base a teoria quântica proposta por Max Planck em 1900. O laser revolucionou muitas áreas da física e de toda a ciência em geral. Entre suas muitas aplicações encontram-se destaques nas áreas de medicina, telecomunicações, biologia, aplicações em cirurgias de alta precisão [4], na indústria para cortes de metais e objetos em geral [5] e na física para o desenvolvimento da espectroscopia atômica [6], caracterização de novos materiais [7], dentre outras. Por volta de 1981 surgiu o laser de diodo com cavidade externa na configuração de grade rasante ("Littrow") [8], bastante usado ainda hoje em estudos de espectroscopia atômica. Com essa configuração do laser de diodo, a largura de linha do dispositivo pôde ficar abaixo da faixa de 1 MHz, permitindo a realização de inúmeros experimentos de óptica com alta resolução espectral [9] e relativo baixo custo.

Ainda na década de 1960, em paralelo à invenção dos lasers de diodo foi desenvolvida a técnica de travamento de modos ("mode-locking") [10], com a qual se tornou possível a geração de trens de pulsos com duração temporal extremamente curta. A duração de cada pulso é determinada pela quantidade de modos travados, ou seja, pelos modos que interferem entre si e que oscilam em fase dentro da cavidade do laser, e que também é responsável pela relação de fase bem definida entre os pulsos emitidos pelo laser no regime "mode-locked". Um dos desafios iniciais desta área era atingir a estabilidade destes lasers, isso porque pulsos uniformemente espaçados no tempo equivalem a modos de frequência uniformemente espaçados, o que foi notado vários anos depois [11]. Mais tarde essa característica ficou conhecida como pente de frequências ópticas, contribuição dada à ciência por Theodor W. Hänsch e John

L. Hall, os quais ganharam o prêmio Nobel de Física em 2005 por suas contribuições para o desenvolvimento de espectroscopia de precisão à base de laser, incluindo a técnica de pente de frequências ópticas [1], com importantes aplicações na área de metrologia.

Somente em 1982 foi construído o laser de Titânio-safira (Ti:safira) por P. E. Moulton [12], primeiramente operando apenas no regime contínuo (*cw*). Hoje, um laser de Ti:safira típico, operando no regime de modos travados, produz pulsos ópticos com duração entre 10 femtossegundos (fs) e alguns picossegundos, a uma taxa de repetição entre 70 MHz e 10 GHz. Uma possível aplicação dos pulsos ultra-curtos consiste em produzir um laser com luz branca, cuja emissão possa cobrir todo o espectro visível.

O uso dos lasers de diodo e de Titânio-safira em espectroscopia atômica no estudo de metais alcalinos tem sido descrito em inúmeros artigos e trabalhos científicos. A geração e detecção do sinal de fluorescência ressonante no azul, especificamente no comprimento de onda em torno de 420 nm, usando simultaneamente estes dois tipos de lasers foi estudado pelo grupo da professora Sandra Vianna [13, 14]. Os autores destes trabalhos usaram feixes contra-propagantes [13] e co-propagantes, mas não fizeram a comparação dos sinais de fluorescência detectados para frente ou à  $90^\circ$  [14]. Essa relação entre os feixes de lasers contra ou co-propagantes está discutida na ref. [15], para lasers de diodo, onde podemos observar que, dependendo da configuração adotada, as larguras de linha Doppler resultantes podem variar significativamente. Por exemplo, para o rubídio, a largura Doppler resultante para a absorção de dois fótons nas transições  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  com lasers contra-propagantes é igual a 0,5 MHz e na configuração co-propagante, a largura Doppler resultante aumenta para 12,7 MHz. O processo de absorção de dois fótons no Rb envolvendo os estados  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  também foi estudado por Pichler e colaboradores [16] o qual observou a fluorescência usando só laser de femtossegundos para excitar as transições e aplicou um campo magnético para investigar a dependência com o efeito Zeeman.

Nesta dissertação de mestrado faremos a comparação da fluorescência ressonante por dois fótons detectada para frente e a  $90^\circ$  em vapor de rubídio, variando alguns parâmetros do sistema. Durante os experimentos deste trabalho, usamos um laser de diodo na transição ressonante  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  e um laser pulsado de Ti:safira na transição  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . A combinação desses dois feixes de lasers co-propagantes, focalizados no centro da célula

do vapor de Rb, contribuiu para a geração do sinal óptico de fluorescência em todas as direções (sinal isotrópico de fluorescência). Em particular, estudamos a geração do sinal para frente e na direção lateral da célula (sinal a  $90^\circ$ ) a partir do espectro de excitação. A fluorescência detectada foi gerada por um processo de emissão espontânea na região azul (421 nm), decorrente do decaimento espontâneo na transição  $6P_{3/2} \rightarrow 5S_{1/2}$ . O processo de decaimento espontâneo entre os níveis  $5D_{5/2} - 6P_{3/2}$  deve ocorrer internamente no sistema, criado pelo próprio meio atômico, gerando radiação no infravermelho distante ( $5,2 \mu\text{m}$ ).

No capítulo 2, discutiremos os fundamentos teóricos essenciais para o entendimento dos resultados experimentais obtidos neste trabalho. Estudamos inicialmente como ocorre a interação da luz com um sistema atômico formado por átomos com apenas dois níveis de energia. Em seguida analisamos teoricamente um processo de absorção de dois fótons em um sistema atômico de três níveis. Escrevemos as equações ópticas de Bloch a partir do formalismo da matriz densidade para calcular as populações atômicas do sistema. Com essas equações estudamos a interação de um par de feixes de lasers com o sistema de três níveis. Analisamos algumas características de um trem de pulsos ópticos ultracurtos, de maneira que mostramos que o trem emitido pelo laser pulsado equivale a um pente de frequências visto pelo meio atômico, o que equivale a dizer que o meio atômico enxerga vários lasers contínuos, o laser de diodo e o pente de frequências. Discutimos também o processo de absorção de dois fótons. Por fim, analisamos a propagação e a absorção do sinal gerado em um vapor atômico, através da Lei de Beer-Lambert.

No capítulo 3, descrevemos o sistema experimental que trabalhamos e a montagem experimental empregada para a obtenção das medidas de fluorescência ressonante no rubídio. Apresentamos os resultados obtidos, seguidos de suas discussões. No sistema experimental, foi descrito o sistema atômico estudado, detalhes sobre o laser de diodo que foi usado para fazer a primeira transição atômica ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ), bem como para fazer o processo de absorção saturada, que serviu como a referência de frequência para todos os experimentos. Discutimos também alguns aspectos do laser pulsado de Ti:safira que foi usado na segunda transição atômica ( $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ ). Na sequência, discutimos as características gerais dos sinais de fluorescência detectados tanto para frente como a  $90^\circ$ . Analisamos o deslocamento dos modos do pente de frequências do laser pulsado no espectro observado. Analisamos as

---

diferenças entre os sinais de fluorescência detectados para frente e a  $90^\circ$ , devido a efeitos como absorção e propagação do sinal gerado no vapor ao longo da célula. Analisamos a dependência da largura de linha dos sinais de fluorescência como função da frequência e da intensidade do laser de diodo, bem como em função da temperatura e da densidade atômica da amostra. Por fim, discutimos alguns picos observados nos sinais de fluorescência, em decorrência de bombeios ópticos e alargamentos de algumas linhas Doppler do rubídio. A parte experimental deste trabalho foi realizada no Laboratório de Espectroscopia Atômica e Lasers no Departamento de Física da UFPE sob a coordenação da Professora Dra. Sandra S. Vianna.

Finalmente no capítulo 4, serão apresentadas as conclusões e algumas perspectivas de trabalhos que complementem esta dissertação de mestrado.

# Capítulo 2

## Fundamentação Teórica

Neste capítulo faremos a discussão teórica básica para a compreensão e entendimento de alguns dos fenômenos observados nos experimentos realizados nesta dissertação de Mestrado, os quais serão apresentados e discutidos em detalhe no capítulo 3. Faremos um tratamento semiclássico, considerando o campo eletromagnético clássico e tratando o meio atômico quanticamente, através do formalismo da matriz densidade, nas aproximações de dipolo elétrico e de onda girante. Inicialmente estudaremos a interação de um feixe de laser com um sistema de dois níveis.

Modelamos depois um sistema atômico de três níveis interagindo com dois feixes de laser contínuos (cw), em um processo de absorção de dois fótons ressonante e em cascata, simulando o sistema físico real que estudaremos do ponto de vista experimental no capítulo 3 deste trabalho, a transição ressonante e em cascata de dois fótons  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  em rubídio. Discutiremos ainda neste capítulo teórico os efeitos de alargamento por potência dos lasers que excitam o sistema, bem como efeitos de propagação e de absorção do sinal de fluorescência gerado pelo meio atômico.

## 2.1 Interação Átomo Luz Laser

Neste primeiro tópico discutiremos a interação de um sistema atômico simples com apenas dois níveis de energia com um feixe de laser. Faremos algumas aproximações para simplificar os cálculos teóricos. Devido à alta intensidade do feixe de laser, iremos tratar o campo eletromagnético como uma grandeza puramente clássica, sem quantizar os modos do campo eletromagnético. Consideramos o sistema atômico formado por átomos de um metal alcalino com apenas um elétron de valência e opticamente ativo, o qual será responsável por interagir com o campo na aproximação de dipolo elétrico [6]. Na figura 2.1 mostramos um sistema de dois níveis, onde o estado fundamental é representado por  $|0\rangle$ , enquanto o primeiro estado excitado é dado por  $|1\rangle$ . A diferença de frequência entre os estados atômicos é representada por  $\omega_{10}$ , enquanto que  $\omega_1$  é a frequência do feixe de laser incidente. Considerando que o meio atômico interage com os modos do vácuo eletromagnético e que ocorre emissão espontânea de  $|1\rangle$  para  $|0\rangle$ , definimos  $\gamma_{11}$  como sendo a taxa de relaxação da população atômica do estado excitado para o estado fundamental. Definimos ainda a dessintonia do laser com a transição atômica como:  $\delta_1 = \omega_{10} - \omega_1$ .

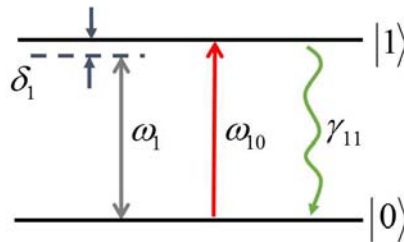


Figura 2.1: Representação do sistema de dois níveis interagindo com um laser de frequência angular  $\omega_1$ . A taxa de relaxação do sistema é definida como  $\gamma_{11}$  e a dessintonia do laser com a transição atômica é dada por  $\delta_1 = \omega_{10} - \omega_1$ .

O operador energia total do sistema, o Hamiltoniano, terá a contribuição de dois termos principais, sendo definido da seguinte maneira:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (2.1)$$

onde o Hamiltoniano do átomo livre (na ausência do campo) é dado por:

$$\hat{H}_0 = \sum_{n=0}^1 \hbar\omega_n |n\rangle\langle n|, \quad (2.2)$$

já o termo de interação por dipolo elétrico é definido como:

$$\hat{V} = -e\hat{r} \cdot \vec{E}(t). \quad (2.3)$$

O termo de interação do átomo com o campo foi considerado do tipo dipolar, onde  $e$  representa a carga do elétron,  $\hat{r}$  é o operador posição do elétron (posição média do elétron em relação ao centro de massa do átomo) e  $\vec{E}(t)$  representa o vetor campo elétrico. Adiante iremos usar a notação  $e\hat{r} \cdot \vec{E}(t)$  como sendo  $\hat{\mu}E(t)$ , onde  $\mu$  é a componente do operador momento de dipolo na direção do campo.

Para calcularmos a evolução do sistema quando este interage com o campo eletromagnético da luz, iremos usar o formalismo da matriz densidade e resolver a equação de Liouville para a evolução temporal do operador matriz densidade  $\hat{\rho}$ :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{\rho}], \quad (2.4)$$

onde a probabilidade de que o estado  $|i\rangle$  seja populado após a interação com o campo é dada pelos elementos da diagonal principal da matriz densidade ( $\rho_{ii}$ ). Os elementos não diagonais ( $\rho_{ij}$ ) representam as coerências ópticas entre os estados atômicos. Fenomenologicamente podemos incluir o decaimento espontâneo do estado excitado na equação de Liouville, levando-se em conta que a evolução temporal da população desse estado ocorrerá sob a forma de um decaimento exponencial, quando o campo é desligado:

$$\left. \frac{d\rho_{00}}{dt} \right|_{\text{relaxação}} = +\gamma_{11}\rho_{11} \quad (2.5)$$

$$\left. \frac{d\rho_{11}}{dt} \right|_{\text{relaxação}} = -\gamma_{11}\rho_{11}, \quad (2.6)$$

ou seja, supomos que o sistema de dois níveis é fechado e que o estado  $|1\rangle$  somente decai para  $|0\rangle$ , sendo  $\gamma_{11}$  a taxa de decaimento espontâneo do nível  $|1\rangle$ , o que equivale ao inverso do tempo de vida ( $T_1$ ) deste nível:  $\gamma_{11} = 1/T_1$ .

Já para as coerências, os termos de relaxação devem levar em conta tanto a taxa de decaimento do nível  $|i\rangle$  como do nível  $|j\rangle$ :

$$\frac{d\rho_{ij}}{dt}\Big|_{\text{relaxação}} = -\gamma_{ij}\rho_{ij}. \quad (2.7)$$

Normalmente as taxas transversais  $\gamma_{ij}$  são muito maiores do que a média das taxas longitudinais, de tal forma que geralmente temos:  $\gamma_{ij} \geq (\gamma_i + \gamma_j)/2$ . Sempre que ocorrem processos físicos que geram alargamentos inhomogêneos no meio atômico, como por exemplo, colisões, alargamentos por pressão ou temperatura, tempo de vôo, fotoionização, dentre outros, as taxas de relaxação das coerências ópticas são bem maiores que as taxas de decaimento das populações [17]. Por simplicidade, iremos considerar desprezíveis as colisões, de tal forma que consideramos  $\gamma_{01} = \frac{\gamma_{11}}{2}$  [18], sendo  $|0\rangle$  o estado fundamental, o qual não decai por definição.

O Hamiltoniano do átomo livre pode ser escrito, na forma matricial, como:

$$\hat{H}_0 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \hbar\omega_{10} \end{bmatrix}, \quad (2.8)$$

cujos elementos diagonais representam os autotermos de energia (autovalores) dos estados atômicos do sistema. Por definição temos:  $H_{00} = 0$  e  $H_{11} = \hbar\omega_{10}|1\rangle\langle 1|$ .

Definimos o campo elétrico da radiação incidente de maneira a ficarmos apenas com sua parte real, assim:

$$\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} \left[ \vec{E}_0 e^{i(kz - \omega_1 t)} + \vec{E}_0^* e^{-i(kz - \omega_1 t)} \right]. \quad (2.9)$$

Já o operador momento de dipolo elétrico pode ser escrito como:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_{01}|0\rangle\langle 1| + \vec{\mu}_{10}|1\rangle\langle 0|, \quad (2.10)$$

onde são considerados apenas os elementos fora da diagonal do operador dipolo elétrico, já que o campo elétrico aplicado ao sistema somente contribui para a criação de um dipolo induzido entre os níveis atômicos, não existindo momento de dipolo permanente no sistema.

Usando as expressões para o campo elétrico e para o dipolo elétrico (equações 2.9 e 2.10), e utilizando a aproximação de onda girante, na qual analisamos apenas os termos na



frequência do campo incidente, podemos escrever o operador de interação do Hamiltoniano  $\hat{V}$ , como:

$$\hat{V} = -\frac{1}{2} \left( \vec{\mu}_{01} \vec{E}_0^* e^{-ikz} |0\rangle\langle 1| e^{i\omega_1 t} + \vec{\mu}_{10} \vec{E}_0 e^{ikz} |1\rangle\langle 0| e^{-i\omega_1 t} \right). \quad (2.11)$$

A frequência de Rabi ( $\Omega$ ) do sistema pode ser definida como:

$$\Omega = \frac{\vec{\mu}_{10} \cdot \vec{E}_0 e^{ikz}}{2\hbar}. \quad (2.12)$$

Finalmente podemos escrever  $\hat{V}$  e somá-lo com  $\hat{H}_0$  para termos a expressão do Hamiltoniano do sistema.

$$\hat{V} = \begin{bmatrix} 0 & -\hbar\Omega^* e^{i\omega_1 t} \\ -\hbar\Omega e^{-i\omega_1 t} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

e

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} 0 & -\hbar\Omega^* e^{i\omega_1 t} \\ -\hbar\Omega e^{-i\omega_1 t} & \hbar\omega_{10} \end{bmatrix}. \quad (2.14)$$

De posse dessas equações podemos escrever explicitamente as equações da matriz densidade para o sistema de dois níveis, considerando o caso de um sistema fechado:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{00} &= i\Omega^* \rho_{10} e^{i\omega_1 t} - i\Omega \rho_{01} e^{-i\omega_1 t} + \gamma_{11} \rho_{11} \\ \dot{\rho}_{11} &= i\Omega \rho_{01} e^{-i\omega_1 t} - i\Omega^* \rho_{10} e^{i\omega_1 t} - \gamma_{11} \rho_{11} \\ \dot{\rho}_{01} &= (i\omega_{10} - \gamma_{01}) \rho_{01} + i\Omega^* e^{i\omega_1 t} (\rho_{11} - \rho_{00}). \end{aligned} \quad (2.15)$$

As equações descritas acima são conhecidas como as equações ópticas de Bloch para o sistema. Fazendo-se uso da aproximação da variação lenta da envoltória do campo e fazendo  $\omega_1 \equiv \omega$ , reescrevemos os termos da coerência óptica como:

$$\rho_{01}(t) = \sigma_{01}(t) e^{i\omega t}, \quad (2.16)$$

onde  $\sigma_{01}(t)$  é uma função que varia lentamente no tempo comparada com a parte exponencial rápida.

Finalmente as equações ópticas de Bloch para o sistema são:

$$\dot{\rho}_{00} = +\gamma_{11}\rho_{11} + i\Omega^*\sigma_{10} - i\Omega\sigma_{01} \quad (2.17a)$$

$$\dot{\rho}_{11} = -\gamma_{11}\rho_{11} + i\Omega\sigma_{01} - i\Omega^*\sigma_{10} \quad (2.17b)$$

$$\dot{\sigma}_{01} = (i\delta_1 - \gamma_{01})\sigma_{01} + i\Omega^*(\rho_{11} - \rho_{00}). \quad (2.17c)$$

Considerando que a amplitude do campo  $E(t)$  seja constante no tempo, isto é, para um laser contínuo, podemos obter uma expressão analítica para a população atômica do estado excitado do sistema, no regime estacionário, quando  $\dot{\rho}_{ij} = 0$  [19]:

$$\rho_{11} = \frac{2|\Omega|^2}{\gamma_{11}\gamma_{01} + \delta_1^2(\gamma_{11}/\gamma_{01}) + 4|\Omega|^2}. \quad (2.18)$$

A figura 2.2 mostra alguns gráficos, feitos usando o MatLab, da população do estado excitado do sistema em função da dessintonia do campo, para alguns valores diferentes da frequência de Rabi. Tipicamente obtemos um perfil lorentziano para a população. Notamos ainda que a largura de linha da população é dominada pela largura de linha natural da transição para o gráfico (a) quando  $\Omega = 0, 1\gamma_{11}$ , ou seja, para baixas intensidades do campo. Aumentando-se a frequência de Rabi, *i.e.* a intensidade do campo, observamos um aumento na largura de linha da população atômica devido ao alargamento por potência gerado pelo aumento de intensidade do laser. Os valores da frequência de Rabi para os gráficos (b), (c) e (d) foram respectivamente:  $\Omega(b) = 0, 5\gamma_{11}$ ,  $\Omega(c) = 1, 0\gamma_{11}$  e  $\Omega(d) = 2, 0\gamma_{11}$ .

Discutiremos mais adiante no capítulo 3 alguns resultados experimentais que mostram efeitos de alargamento por potência do laser de diodo no sinal de fluorescência detectado. Retornaremos então mais adiante à discussão do fenômeno de alargamento por potência.

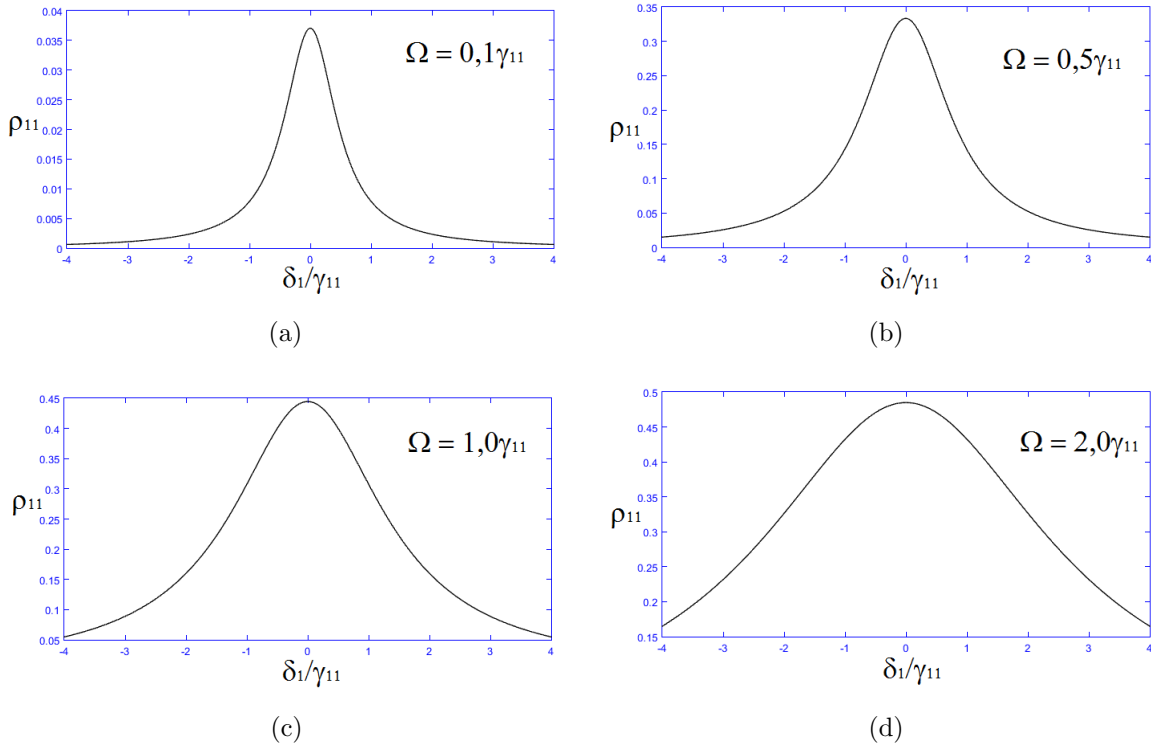


Figura 2.2: População do estado excitado  $|1\rangle$ , no regime estacionário, em função da dessintonia do campo para valores diferentes da frequência de Rabi.

## 2.2 Trem de Pulsos Ultracurtos

Antes de entendermos o conceito de trem de pulsos, devemos definir o conceito de pulso óptico ultracurto. Podemos definir esse pulso como tendo duração temporal muito curta, em comparação com muitos processos físicos e químicos naturais. Por exemplo, pulsos de picossegundos até femtossegundos ( $10^{-12}\text{s}$  a  $10^{-15}\text{s}$ ) podem ser considerados ultra-curtos. Já um trem de pulsos é uma sequência de pulsos ópticos cujas envoltórias são idênticas e estão separados temporalmente por um intervalo constante, e com uma relação de fase bem definida entre si. Uma sequência de pulsos com esta característica pode ser obtida, por exemplo, com lasers pulsados que possuam travamentos de modos ("mode-locked"), como ocorre em alguns tipos de lasers de Ti:safira.

O módulo do campo elétrico de um trem de pulsos pode ser escrito através do seguinte somatório dos modos do laser [20]:

$$E(t) = \sum_{n=0}^{N-1} E_0(t - nT_R) e^{-i(\omega_c t - n\omega_c T_R + n\Delta\phi)}, \quad (2.19)$$

onde  $E_0(t)$  representa a amplitude do campo elétrico de um modo do laser,  $N$  indica a quantidade de pulsos,  $T_R$  o intervalo de tempo entre dois pulsos consecutivos,  $\omega_c$  a frequência da onda portadora e  $\Delta\phi$  a diferença de fase pulso-a-pulso introduzida pelos elementos ópticos da cavidade do laser. Fazendo a transformada de Fourier desta equação, podem-se ver as componentes de frequência do campo elétrico [21]:

$$\begin{aligned} \tilde{E}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{N-1} E_0(t - nT_R) e^{-i(\omega_c t - n\omega_c T_R + n\Delta\phi)} e^{i\omega t} dt \\ \tilde{E}(\omega) &= \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in(\omega_c T_R + \Delta\phi)} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t - nT_R) e^{i(\omega - \omega_c)t} dt \\ \tilde{E}(\omega) &= \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in(\omega_c T_R + \Delta\phi)} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) e^{i(\omega - \omega_c)t} dt \\ \tilde{E}(\omega) &= \tilde{E}_0(\omega - \omega_c) \sum_{n=0}^{N-1} e^{-in(\omega T_R - \Delta\phi)}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

A equação 2.20 é a representação de um pente de frequências. A figura 2.3 mostra o trem de pulsos (no domínio do tempo) e o pente de frequências (no domínio das frequências).

A largura de cada um dos modos ( $L_m$ ),  $\Delta L_m$ , ou dentes do pente de frequências, visto em 2.3(b), depende do tamanho do trem de pulsos, ou seja,  $\Delta L_m \approx 1/NT_R$  [21]. Em outras palavras, quanto mais pulsos o trem possuir, mais estreito serão seus modos. A frequência de cada modo pode ser escrita como:  $\omega_m = 2\pi(f_0 + mf_R)$ , onde  $f_0$  é a frequência de "off-set", associada ao laser de bombeio do Ti:safira; enquanto que  $f_R$  é a taxa de repetição do laser pulsado, dada por  $f_R = 1/T_R$  [22].

Um trem de pulsos ultracurtos pode ser gerado por um laser pulsado com travamento de modos ("mode-locked") de um laser Ti:safira, o qual foi usado na parte experimental deste trabalho e será comentado em detalhe no capítulo 3. O trem de pulsos emitido pelo laser nos possibilita um tratamento como sendo uma sequência de lasers contínuos para o

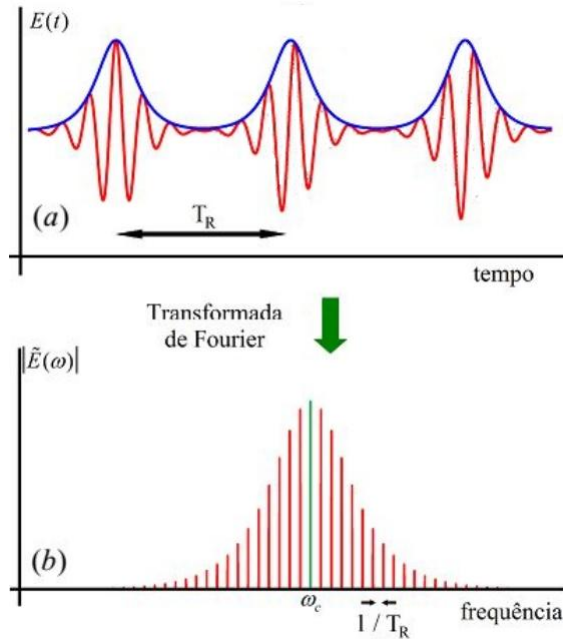


Figura 2.3: Representação diagramática de um trem de pulsos [(a), equação 2.19] e de um pente de frequências [(b), equação 2.20]. A curva em azul é a envoltória dos pulsos. Tomada da referência [21].

sistema atômico, uma vez que os átomos irão enxergar o laser pulsado como uma sequência de modos com intervalos bem definidos em frequência e fase zero entre eles. Como o intervalo de tempo entre os pulsos é menor que o tempo de decaimento espontâneo dos estados atômicos, podemos dizer que o sistema atômico enxergará o laser pulsado como vários lasers contínuos em sequência.

## 2.3 Absorção de Dois Fótons

A absorção de dois fótons se dá quando um átomo faz a transição desde um estado inicial a um estado excitado, absorvendo simultaneamente dois fótons [6, 13, 19]. Esse processo pode ocorrer de forma direta ou com um nível intermediário [15]. Os dois tipos mais comuns de absorção de dois fótons são:

- Absorção em duas etapas ou ressonante com um nível intermediário. Neste caso um primeiro fóton excita o átomo do estado fundamental para o nível intermediário e

depois um segundo fóton excita o átomo do estado intermediário para o estado final.

- Absorção direta. Neste caso a transição ocorre quando dois fótons chegam simultaneamente ao átomo e a soma das frequências é proporcional à diferença de energia entre o estado inicial e o estado final, de modo que se tem a transição em uma só etapa absorvendo os dois fótons simultaneamente.

Em nosso sistema iremos considerar apenas absorção de dois fótons do tipo "cascata" ou com um nível intermediário ressonante; já que nos experimentos teremos um laser fazendo a primeira transição ressonante com um nível intermediário e outro laser realizando a segunda transição atômica. Mas poderá ocorrer também absorção direta, realizada pelo laser pulsado, o qual tem uma elevada largura de banda e poderá contribuir para a geração de um fundo não ressonante devido ao processo direto de absorção de dois fótons deste laser.

A figura 2.4 mostra o esquema de níveis que iremos utilizar nos cálculos teóricos para o modelo da absorção de dois fótons. Com este modelo iremos calcular, de forma semelhante como fizemos na seção 2.1, a probabilidade de transição entre o nível  $|0\rangle$  (fundamental) e o estado excitado  $|2\rangle$ . Fazendo-se a analogia com o sistema físico real que estudamos no capítulo 3 desta dissertação, iremos encontrar a probabilidade de transição de  $5S \rightarrow 5D$ , passando pelo nível intermediário  $5P$ . Ou seja, o nível  $|0\rangle$  teórico corresponde ao estado fundamental  $5S_{1/2}$ , o nível  $|2\rangle$  será o estado  $5D_{5/2}$ , enquanto que o nível  $|1\rangle$  será o estado  $5P_{3/2}$  do rubídio. Os estados excitados decaem com taxas de relaxação  $\gamma_{11}$  e  $\gamma_{22}$ .

O Hamiltoniano do átomo livre da interação pode ser definido agora como:

$$\hat{H}_0 = \sum_{n=0}^1 \hbar\omega_n |n\rangle\langle n|, \quad (2.21)$$

onde  $\hbar\omega_n$  é a energia do nível  $|n\rangle$  e considerando a energia do nível fundamental igual a zero, temos que:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_{10}|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_{20}|2\rangle\langle 2|, \quad (2.22)$$

onde  $\omega_{10}$  e  $\omega_{20}$  são as diferenças de frequências entre os níveis  $|0\rangle$ ,  $|1\rangle$  e  $|0\rangle$ ,  $|2\rangle$ , respectivamente. Assim,  $\omega_{20} = \omega_{10} + \omega_{21}$ .

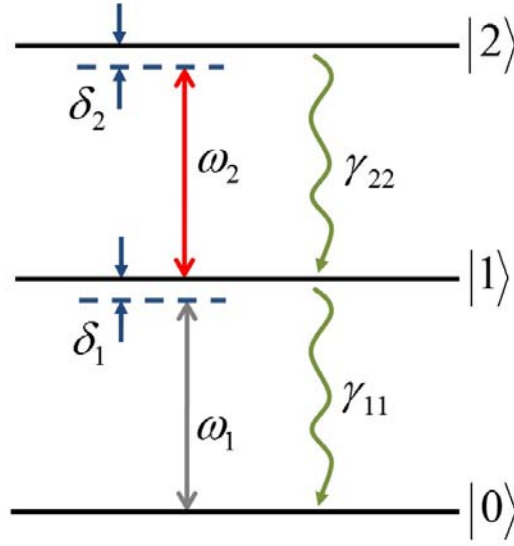


Figura 2.4: Diagrama do modelo teórico de absorção de dois fótons em cascata para um sistema de três níveis. As frequências dos campos incidentes são  $\omega_1$  e  $\omega_2$ . As dessintonias dos lasers são definidas como:  $\delta_1 = \omega_{10} - \omega_1$  e  $\delta_2 = \omega_{21} - \omega_2$ .

O termo  $\hat{V}$  continua sendo a interação dipolar do campo aplicado no sistema com o átomo.

$$\hat{V} = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}(t). \quad (2.23)$$

Definindo os campos dos lasers incidentes de maneira à ficarmos apenas com suas partes reais, temos:

$$\vec{E}_1(z, t) = \frac{1}{2} \left[ \vec{E}_{10} e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + \vec{E}_{10}^* e^{-i(k_1 z - \omega_1 t)} \right] \quad (2.24)$$

$$\vec{E}_2(z, t) = \frac{1}{2} \left[ \vec{E}_{20} e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + \vec{E}_{20}^* e^{-i(k_2 z - \omega_2 t)} \right]. \quad (2.25)$$

já os momentos de dipolo serão escritos como:

$$\vec{\mu}_1 = \vec{\mu}_{01}|0\rangle\langle 1| + \vec{\mu}_{10}|1\rangle\langle 0| \quad (2.26)$$

$$\vec{\mu}_2 = \vec{\mu}_{12}|1\rangle\langle 2| + \vec{\mu}_{21}|2\rangle\langle 1|. \quad (2.27)$$

De posse das expressões para  $\vec{E}_j$  e  $\vec{\mu}_j$  e usando a aproximação de onda girante podemos obter  $\hat{V}$ .

Iremos definir as frequências de Rabi ( $\Omega_j$ ) para as duas transições atômicas:

$$\Omega_1 = \frac{\vec{\mu}_{10} \cdot \vec{E}_{10} e^{ik_1 z}}{2\hbar} \quad (2.28)$$

$$\Omega_2 = \frac{\vec{\mu}_{21} \cdot \vec{E}_{20} e^{ik_2 z}}{2\hbar}. \quad (2.29)$$

O operador Hamiltoniano total do sistema pode ser definido da forma matricial como:

$$\hat{H} = \begin{bmatrix} 0 & -\hbar\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} & 0 \\ -\hbar\Omega_1 e^{-i\omega_1 t} & \hbar\omega_{10} & -\hbar\Omega_2^* e^{i\omega_2 t} \\ 0 & -\hbar\Omega_2 e^{-i\omega_2 t} & \hbar\omega_{20} \end{bmatrix}. \quad (2.30)$$

Podemos escrever agora as equações ópticas de Bloch para o sistema de três níveis, considerando por hipótese que o sistema atômico seja fechado:

$$\dot{\rho}_{00} = -i\Omega_1 \rho_{01} e^{-i\omega_1 t} + i\Omega_1^* \rho_{10} e^{i\omega_1 t} + \gamma_{11} \rho_{11} \quad (2.31a)$$

$$\dot{\rho}_{11} = -i\Omega_1^* \rho_{10} e^{i\omega_1 t} + i\Omega_1 \rho_{01} e^{-i\omega_1 t} - i\Omega_2 \rho_{12} e^{-i\omega_2 t} + i\Omega_2^* \rho_{32} e^{i\omega_2 t} - \gamma_{11} \rho_{11} + \gamma_{22} \rho_{22} \quad (2.31b)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -i\Omega_2^* \rho_{21} e^{i\omega_2 t} + i\Omega_2 \rho_{12} e^{-i\omega_2 t} - \gamma_{22} \rho_{22} \quad (2.31c)$$

$$\dot{\rho}_{01} = (i\omega_{10} - \gamma_{01})\rho_{01} - i\Omega_2 \rho_{02} e^{-i\omega_2 t} + i\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} (\rho_{11} - \rho_{00}) \quad (2.31d)$$

$$\dot{\rho}_{12} = (i\omega_{21} - \gamma_{12})\rho_{12} + i\Omega_1 \rho_{02} e^{-i\omega_1 t} + i\Omega_2^* e^{i\omega_2 t} (\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (2.31e)$$

$$\dot{\rho}_{02} = [i(\omega_{21} + \omega_{10}) - \gamma_{02}]\rho_{02} - i\Omega_2^* \rho_{01} e^{i\omega_2 t} + i\Omega_1^* \rho_{12} e^{i\omega_1 t}. \quad (2.31f)$$



Novamente podemos utilizar a aproximação da variação lenta da envoltória dos campos (como na seção 2.1), reescrevendo as equações de Bloch como:

$$\dot{\rho}_{00} = -i\Omega_1\sigma_{01} + i\Omega_1^*\sigma_{10} + \gamma_{11}\rho_{11} \quad (2.32a)$$

$$\dot{\rho}_{11} = -i\Omega_1^*\sigma_{10} + i\Omega_1\sigma_{01} - i\Omega_2\sigma_{12} + i\Omega_2^*\sigma_{21} - \gamma_{11}\rho_{11} + \gamma_{22}\rho_{22} \quad (2.32b)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -i\Omega_2^*\sigma_{21} + i\Omega_2\sigma_{12} - \gamma_{22}\rho_{22} \quad (2.32c)$$

$$\dot{\sigma}_{01} = (i\delta_1 - \gamma_{01})\sigma_{01} - i\Omega_2\sigma_{02} + i\Omega_1^*(\rho_{11} - \rho_{00}) \quad (2.32d)$$

$$\dot{\sigma}_{12} = (i\delta_2 - \gamma_{12})\sigma_{12} + i\Omega_1\sigma_{02} + i\Omega_2^*(\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (2.32e)$$

$$\dot{\sigma}_{02} = [i(\delta_1 + \delta_2) - \gamma_{02}]\sigma_{02} - i\Omega_2^*\sigma_{01} + i\Omega_1^*\sigma_{01}. \quad (2.32f)$$

As últimas equações representam um sistema de nove equações e nove incógnitas, uma vez que cada termo de coerência tem parte real e parte imaginária. Supomos que o operador densidade seja hermitiano ( $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$ ). Entretanto, a equação para 2.32b pode ser omitida em decorrência do sistema ser considerado fechado [ $\rho_{00} = 1 - (\rho_{11} + \rho_{22})$ ]. Com isso teremos um conjunto de oito equações independentes e oito incógnitas, formando um sistema linear do tipo 8x8. Usando as transformações citados nas referências [23, 24] podemos tornar explícitas as partes real e imaginária das coerências atômicas e as diferenças das populações, definindo os parâmetros (componentes dos vetores de Bloch):

$$x_{ij} = \rho_{ij} + \rho_{ji} = 2Re(\rho_{ij}) \quad (2.33)$$

$$y_{ij} = -i(\rho_{ij} - \rho_{ji}) = 2Im(\rho_{ij}) \quad (2.34)$$

$$z_{ij} = \rho_{ii} - \rho_{jj}. \quad (2.35)$$

Usando  $\gamma_{ij}$  correspondendo a média das taxas dos dois níveis, [ $\frac{1}{2}(\gamma_{ii} + \gamma_{jj})$ ], obtemos um novo sistema de equações na nova base:

$$\dot{x}_{01} = \frac{-\gamma_{11}}{2}x_{01} - \delta_1 y_{01} + \Omega_2 y_{02} \quad (2.36a)$$

$$\dot{y}_{01} = \frac{-\gamma_{11}}{2}y_{01} + \delta_1 x_{01} - 2\Omega_1 z_{01} - \Omega_2 x_{01} \quad (2.36b)$$

$$\dot{z}_{01} = \frac{(\gamma_{22} - 2\gamma_{11})}{3}z_{01} + \frac{(2\gamma_{11} + 2\gamma_{22})}{3}z_{12} + \frac{(2\gamma_{11} - \gamma_{22})}{3} + 2\Omega_1 y_{01} - \Omega_2 y_{12} \quad (2.36c)$$

$$\dot{x}_{12} = \frac{-(\gamma_{11} + \gamma_{22})}{2}x_{12} - \delta_2 y_{12} - \Omega_1 y_{02} \quad (2.36d)$$

$$\dot{y}_{12} = \frac{-(\gamma_{11} + \gamma_{22})}{2}y_{12} + \delta_2 x_{12} + \Omega_1 x_{02} - 2\Omega_2 z_{12} \quad (2.36e)$$

$$\dot{z}_{12} = \frac{(\gamma_{11} - 2\gamma_{22})}{3}z_{01} - \frac{(\gamma_{11} + 4\gamma_{22})}{3}z_{12} + \frac{(2\gamma_{22} - \gamma_{11})}{3} + 2\Omega_2 y_{12} - \Omega_1 y_{01} \quad (2.36f)$$

$$\dot{x}_{02} = \frac{-\gamma_{22}}{2}x_{02} - (\delta_1 + \delta_2)y_{02} - \Omega_1 y_{12} + \Omega_2 y_{01} \quad (2.36g)$$

$$\dot{y}_{02} = \frac{-\gamma_{22}}{2}y_{02} + (\delta_1 + \delta_2)x_{02} + \Omega_1 x_{12} - \Omega_2 x_{01}. \quad (2.36h)$$

O conjunto de equações ópticas de Bloch pode ser colocado em uma forma matricial como fizemos na equação 2.37, definindo um vetor coluna cujas componentes  $(x, y, z)$  representem fisicamente a parte real das coerências, a parte imaginárias das coerências e a diferença de população, respectivamente:  $\mathbf{w} = (x_{01}, y_{01}, z_{01}, x_{12}, y_{12}, z_{12}, x_{02}, y_{02})$  [23, 24].

$$\frac{d\mathbf{w}}{dt} = \hat{B} \cdot \mathbf{w} + \mathbf{b}, \quad (2.37)$$

onde o vetor coluna  $\mathbf{b}$  é definido como:  $\mathbf{b} = (0, 0, \frac{2\gamma_{11}-\gamma_{22}}{3}, 0, 0, \frac{2\gamma_{22}-\gamma_{11}}{3}, 0, 0)$ . Já a matriz  $8 \times 8$   $\hat{B}$  pode ser escrita em termos dos coeficientes das equações 2.36 [23, 24]:

$$\hat{B} = \begin{bmatrix} \frac{-\gamma_{11}}{2} & -\delta_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_2 \\ \delta_1 & \frac{-\gamma_{11}}{2} & -2\Omega_1 & 0 & 0 & 0 & -\Omega_2 & 0 \\ 0 & 2\Omega_1 & \frac{(\gamma_{22}-2\gamma_{11})}{3} & 0 & -\Omega_2 & \frac{2\gamma_{11}+2\gamma_{22}}{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{-(\gamma_{11}+\gamma_{22})}{2} & -\delta_2 & 0 & 0 & -\Omega_1 \\ 0 & 0 & 0 & \delta_2 & \frac{-(\gamma_{11}+\gamma_{22})}{2} & -2\Omega_2 & \Omega_1 & 0 \\ 0 & -\Omega_1 & \frac{(\gamma_{11}-2\gamma_{22})}{3} & 0 & 2\Omega_2 & \frac{-(\gamma_{11}+4\gamma_{22})}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_2 & 0 & 0 & -\Omega_1 & 0 & \frac{-\gamma_{22}}{2} & -(\delta_1 + \delta_2) \\ -\Omega_2 & 0 & 0 & \Omega_1 & 0 & 0 & (\delta_1 + \delta_2) & \frac{-\gamma_{22}}{2} \end{bmatrix}. \quad (2.38)$$

Considerando a resposta do sistema no regime estacionário, temos que  $\frac{d\mathbf{w}}{dt} = 0$ . O sistema de equações de Bloch pode então ser resolvido pela equação matricial:  $\mathbf{w} = -\hat{B}^{-1} \cdot \mathbf{b}$ .

Com os valores da matriz  $\hat{B}$  e do vetor  $\mathbf{b}$  encontramos o vetor coluna  $\mathbf{w}$  no estado estacionário e conseqüentemente, encontramos toda a matriz densidade do sistema. Em particular o que é de nosso interesse, encontramos os termos que permitem calcular as populações dos níveis atômicos do sistema:

$$\rho_{22} = \frac{1}{3}(1 - z_{01} - 2z_{12}) \quad (2.39)$$

$$\rho_{11} = \frac{1}{3}(1 - z_{01} - z_{12}) \quad (2.40)$$

$$\rho_{00} = \frac{1}{3}(1 + 2z_{01} + z_{12}). \quad (2.41)$$

Com os valores das populações atômicas, obtidos com as últimas equações, fizemos com o *software* Matlab os gráficos vistos na figura 2.5, para as populações do sistema em função da dessintonia do primeiro laser. Todas as frequências estão normalizadas em unidades de  $\gamma_{11}$ . Vemos um resultado esperado. Fora da ressonância toda a população encontra-se no estado fundamental e à medida que a frequência do primeiro laser aproxima-se da frequência da primeira transição ( $\delta_1 \rightarrow 0$ ) notamos que a população nos níveis excitados aumenta e conseqüentemente a população no estado fundamental diminui. A aproximação de que o sistema seja fechado também se verifica na linha constante, a qual mostra a soma das três populações do sistema:  $\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} = 1$ . Consideramos neste gráfico que ( $\delta_2 \rightarrow 0$ ) e as frequências de Rabi foram:  $\Omega_1 = 0.71 \gamma_{11}$  e  $\Omega_2 = 0.16 \gamma_{11}$ .

Outra análise teórica que podemos fazer é sobre o alargamento por potência no sistema de três níveis. Como já vimos na seção 2.1, um aumento na frequência de Rabi  $\Omega_j$  deve levar mudanças às populações dos estados atômicos. Na figura 2.6 vemos algumas curvas da população  $\rho_{22}$  do nível mais excitado do sistema em função da dessintonia do primeiro laser. Novamente todas as frequências do problema estão normalizadas pela taxa  $\gamma_{11}$ . Consideramos o segundo laser ressonante ( $\delta_2 = 0$ ) e a frequência de Rabi  $\Omega_1$  variou ao longo das curvas, sendo:  $\Omega_1(a) = 0.71 \gamma_{11}$ ,  $\Omega_1(b) = 0.87 \gamma_{11}$ ,  $\Omega_1(c) = 1.22 \gamma_{11}$  e  $\Omega_1(d) = 1.5 \gamma_{11}$ . A frequência de Rabi do segundo laser foi mantida fixa em  $\Omega_2 = 0.16 \gamma_{11}$ . Vemos nitidamente nestas curvas que ocorre alargamento por potência na população atômica do nível mais excitado

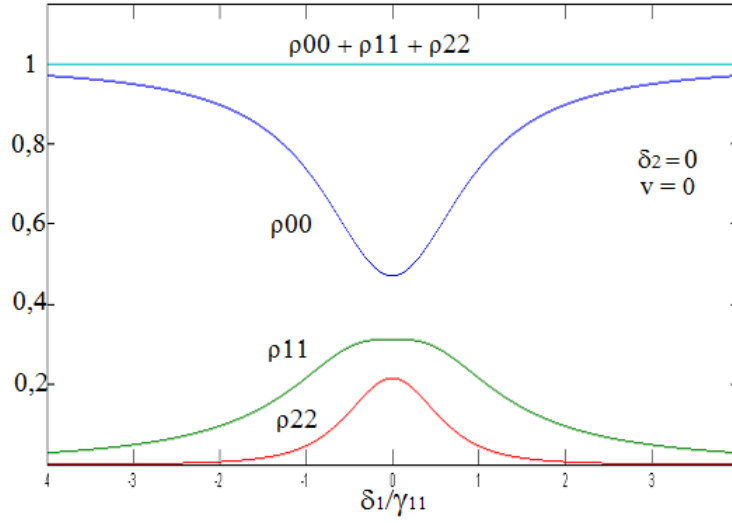


Figura 2.5: Cálculo das populações do sistema de três níveis em função da dessintonia do primeiro laser. Curvas geradas a partir do MatLab.

do sistema.

Iremos analisar no capítulo 3 o alargamento por potência variando o parâmetro de saturação  $S_j$  ( $j = 1, 2$ ). Para isso definimos a intensidade de saturação da seguinte maneira[21]:

$$I_{jsat} = \frac{\hbar\omega_{ji}^3\gamma_{jj}}{12\pi c^2}, \quad (2.42)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo. Os valores de  $\omega_{ji}$  e  $\gamma_{jj}$  podem ser encontrados nas tabelas 3.1 e 3.2 do capítulo 3. Com os valores das intensidades de saturação para as duas transições podemos definir os parâmetros de saturação, como ( $j = 1, 2$ ):

$$S_j = \frac{2\Omega_j^2}{\gamma_{jj}} = \frac{I_{jj}}{I_{jsat}}. \quad (2.43)$$

Para as curvas da figura 2.6, o primeiro parâmetro de saturação assumiu os seguintes valores:  $S_1(a) = 1, 0$ ;  $S_1(b) = 1, 5$ ;  $S_1(c) = 3, 0$  e  $S_1(d) = 4, 5$ . Mantivemos o parâmetro de saturação da segunda transição fixo em  $S_2 = 10$ .

A figura 2.7 mostra o gráfico da população  $\rho_{22}$  em função da dessintonia do primeiro laser, variando também a dessintonia do segundo laser:  $\delta_2 = 0, \pm 0, 4 \gamma_{11}$ . As frequências de Rabi dos lasers incidentes foram:  $\Omega_1 = 0.71 \gamma_{11}$  e  $\Omega_2 = 0.16 \gamma_{11}$ . Esse resultado é um efeito

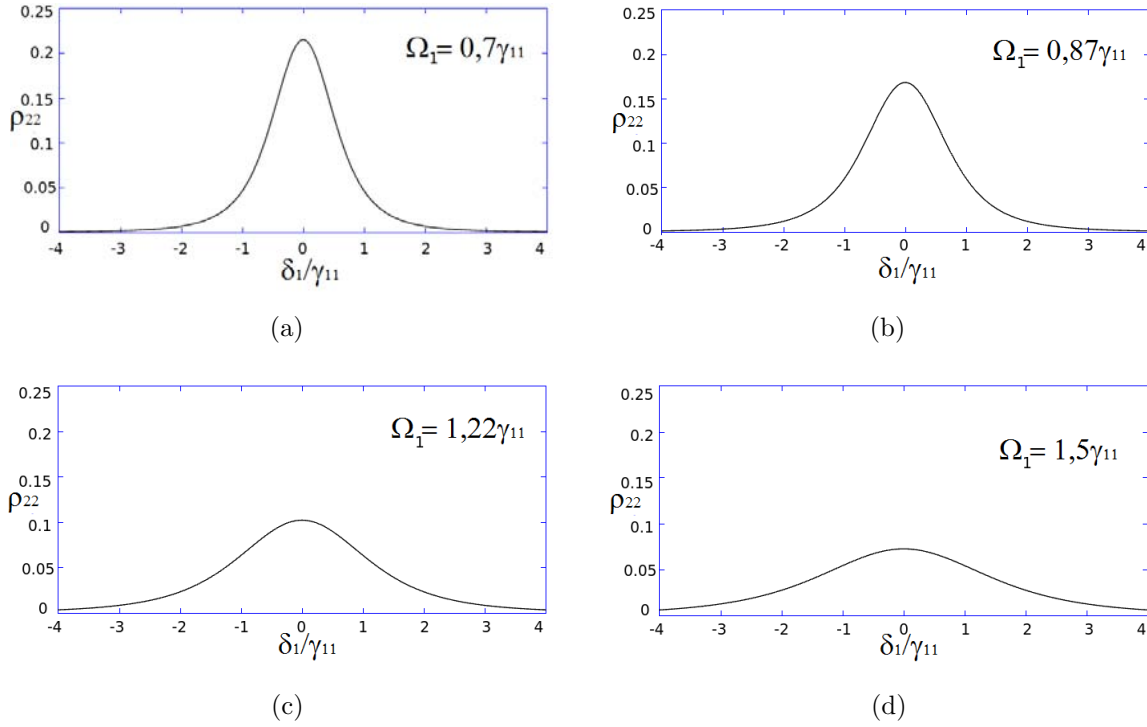


Figura 2.6: Curvas de alargamento por potência da população do nível mais excitado do sistema, em função da dessintonia do primeiro laser, variando-se  $\Omega_1$ . A dessintonia do segundo laser foi mantida fixa em  $\delta_2 = 0$  e a frequência de Rabi da segunda transição foi  $\Omega_2 = 0.16 \gamma_{11}$ .

de dupla ressonância óptica, pois a soma das dessintonias  $\delta_1$  e  $\delta_2$  deve ser constante e igual à diferença de frequência  $\omega_{20}$ , como consequência da conservação da energia total do sistema. Este resultado teórico será útil para entender um resultado experimental observado no sinal de fluorescência, a ser discutido em detalhe no capítulo 3, referente a evolução do modo do laser pulsado de Ti:safira.

Podemos observar ainda na figura 2.7 que a população  $\rho_{22}$  é maior fora da ressonância da segunda transição ( $\delta_2 \neq 0$ ). Isso ocorre em função da mudança na frequência de Rabi generalizada  $[\Omega_{g(2)}]$  da segunda transição, a qual é dependente tanto da intensidade do laser quanto da dessintonia, sendo definida por:

$$\Omega_{g(2)} = \sqrt{\Omega_2^2 + \delta_2^2} \quad (2.44)$$

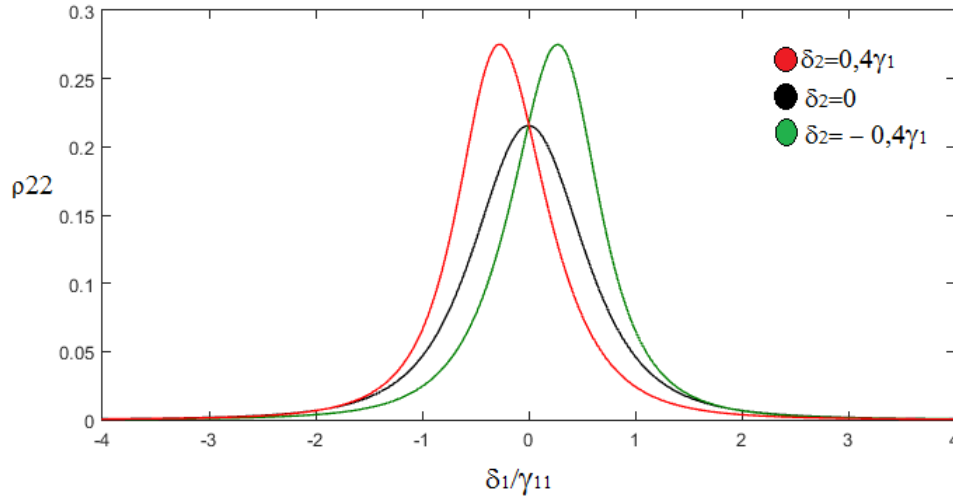


Figura 2.7: População  $\rho_{22}$  do nível mais excitado em função da desintonia do primeiro laser, para alguns valores da desintonia  $\delta_2$  do segundo laser.

## 2.4 Propagação e Absorção da Luz em um Vapor Atômico

Por fim neste capítulo teórico, devemos discutir os possíveis efeitos de propagação e de absorção do sinal gerado pelo meio atômico. Consideramos neste capítulo que o sinal de fluorescência na região azul do espectro (em 421 nm), o qual será discutido em detalhe no capítulo 3 do ponto de vista experimental, foi devido exclusivamente à população excitada  $\rho_{22}$ , em decorrência do processo de absorção de dois fótons ressonante gerado pelos dois lasers incidentes. Como este sinal óptico deve ser gerado no interior de uma célula aquecida, alguns possíveis efeitos de absorção e de propagação do sinal dentro do meio atômico devem ocorrer. De fato, comentaremos no capítulo 3 alguns efeitos de absorção do laser de diodo pela célula, bem como alguns efeitos de propagação do sinal de fluorescência observado no interior do meio atômico.

O problema da propagação de um sinal óptico em um vapor atômico para baixas intensidades dos campos e no regime estacionário, segue uma equação de onda com um termo de fonte. A equação que rege a propagação de uma onda eletromagnética na direção  $z$  em um meio atômico é dada por [21]:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)E(z, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}P(z, t) \quad (2.45)$$

onde  $P(z, t)$  representa o módulo da polarização macroscópica induzida no meio e  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do vácuo. Essa polarização total será responsável por gerar e emitir (reirradiar) o campo elétrico responsável pelo sinal óptico de fluorescência ressonante no azul.

A lei de Beer - Lambert estabelece como a intensidade  $I(z)$  de um feixe de laser, ao propagar uma distância  $z$  no interior de um meio atômico, pode ser atenuada [18]:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha(\omega)z} \quad (2.46)$$

onde  $\alpha(\omega)$  é o coeficiente de absorção do meio, o qual depende da densidade da amostra, que por sua vez depende da temperatura. O inverso deste coeficiente ( $l = 1/\alpha$ ) é o comprimento típico para a intensidade do laser ser atenuada por um fator  $I_0/e$  na saída da célula, devido à absorção linear do laser pelo meio atômico. A intensidade do feixe de laser na entrada da célula (antes de ser absorvido) é definida como sendo  $I_0$ .

# Capítulo 3

## Sistema Experimental, Resultados e Discussões

Neste capítulo, inicialmente descrevemos a montagem experimental e apresentamos os resultados para a transição de dois fótons  $5S \rightarrow 5P \rightarrow 5D$  em vapor de rubídio, quando esta é excitada simultaneamente pelos lasers de Ti:safira, pulsado, e de diodo, contínuo. Em seguida, discutimos a relação entre os nossos dados experimentais e o modelo teórico apresentado no capítulo 2, procurando entender ou explicar alguns dos efeitos físicos observados.

### 3.1 Sistema Experimental

#### 3.1.1 Átomo de Rubídio

O rubídio é um metal alcalino da coluna 1A da tabela periódica e possui dois isótopos mais abundantes na natureza: o  $^{85}\text{Rb}$ , que compõe cerca de 72,17% [25] dos átomos encontrados naturalmente, e o  $^{87}\text{Rb}$ , com abundância isotópica de cerca de 27,83% [26]. Neste trabalho iremos estudar a excitação do único elétron de valência do átomo de rubídio, tendo em vista que este elemento é um metal alcalino e seu número atômico  $Z = 37$ . Portanto, seu elétron mais externo, no estado fundamental, corresponde a um estado  $5S$ .



Cada um dos isótopos do átomo de rubídio tem um momento angular nuclear  $\vec{I}$  diferente, já que os isótopos diferem no número de nêutrons em seus núcleos. Isso nos dá um momento angular atômico  $\vec{F}$  diferente também para cada isótopo, já que pela equação 3.1 vemos sua dependência com  $\vec{I}$  e com o momento angular total  $\vec{J}$  do elétron mais externo. [25, 26]

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}. \quad (3.1)$$

O momento angular total  $\vec{J}$  do elétron não depende do núcleo, o que dá valores iguais para os dois isótopos. A definição do momento angular  $\vec{J}$  é dada pela equação 3.2, onde  $\vec{J}$  depende apenas do momento angular  $\vec{L}$  e do momento de spin  $\vec{S}$  do elétron.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (3.2)$$

Esses números quânticos  $\vec{J}$  e  $\vec{F}$  descrevem, respectivamente, as estruturas fina e hiperfina do átomo de rubídio. Pode-se dizer que a estrutura fina é observada pela quebra da degenerescência dos níveis do rubídio devido ao acoplamento do momento angular orbital  $\vec{L}$  do elétron mais externo com o seu spin  $\vec{S}$ . Já na estrutura hiperfina, essa quebra é feita pelo acoplamento entre  $\vec{J}$  e o momento angular do núcleo  $\vec{I}$ . [25][26]. Com esses acoplamentos podemos descrever os níveis de energia do átomo decorrentes das estruturas fina e hiperfina.

A magnitude do momento angular total do elétron segue uma desigualdade triangular:

$$|L - S| \leq J \leq L + S. \quad (3.3)$$

A magnitude do momento angular atômico também segue uma desigualdade triangular:

$$|J - I| \leq F \leq J + I. \quad (3.4)$$

Portanto, para o caso do rubídio, o estado fundamental  $5S_{1/2}$  é caracterizado por  $L = 0$  e  $J = \frac{1}{2}$  e para o isótopo  $^{85}\text{Rb} \rightarrow I = \frac{5}{2}$ . Já para o isótopo  $^{87}\text{Rb} \rightarrow I = \frac{3}{2}$ . No primeiro estado excitado do rubídio,  $5P$ , existe uma separação de energia entre os dois primeiros estados excitados, decorrente da estrutura fina:  $L = 1$  e  $J = \frac{1}{2}$  ou  $J = \frac{3}{2}$ . Essas transições  $5S \rightarrow 5P(L = 0 \rightarrow L = 1)$  correspondem às transições conhecidas como as linhas  $D$  do rubídio, que, devido a estrutura fina, dividem-se em linha  $D_1$  ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ ) e linha  $D_2$  ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ). Nossas análises ficarão restritas à linha  $D_2$  do rubídio, com o laser de diodo tendo comprimento de onda em torno de 780 nm. Assim as transições atômicas a serem exploradas podem ser resumidas como:

- Estado fundamental: o estado  $5S_{1/2}$  para o  $^{87}\text{Rb}$  pode ser  $F_g = 1$  ou  $F_g = 2$  e para o  $^{85}\text{Rb}$  pode ser  $F_g = 2$  ou  $F_g = 3$ .
- Primeiro estado excitado da linha  $D_2$  do rubídio: o estado  $5P_{3/2}$  para o  $^{87}\text{Rb}$  pode ser  $F_e = 0$ ,  $F_e = 1$ ,  $F_e = 2$  ou  $F_e = 3$  e para o  $^{85}\text{Rb}$  pode ser  $F_e = 1$ ,  $F_e = 2$ ,  $F_e = 3$  ou  $F_e = 4$ .
- Segundo estado excitado: o estado  $5D_{5/2}$  para o  $^{87}\text{Rb}$  pode ser  $F'_e = 1$ ,  $F'_e = 2$ ,  $F'_e = 3$  ou  $F'_e = 4$  e para o  $^{85}\text{Rb}$  pode ser  $F'_e = 0$ ,  $F'_e = 1$ ,  $F'_e = 2$ ,  $F'_e = 3$ ,  $F'_e = 4$  ou  $F'_e = 5$ .

A figura 3.1 mostra o diagrama dos níveis de energia do rubídio que serão relevantes em nossos experimentos. Pelo fato do experimento ter sido realizado com feixes de lasers copropagantes, a estrutura hiperfina do nível mais excitado do sistema ( $5D$ ) não pôde ser resolvida espectralmente, devido ao alargamento Doppler das linhas ( $\Delta\nu_D = 12,7$  MHz). Embora a separação entre os níveis de estrutura fina  $5D_{5/2}$  e  $5D_{3/2}$ , da ordem de 80 GHz, esteja dentro da banda dos nossos lasers, não observamos no sinal de fluorescência detectado nenhuma contribuição devido ao nível  $5D_{3/2}$ . Isto pode ser entendido devido aos valores do momento de dipolo elétrico entre os níveis  $5P_{3/2} - 5D_{3/2} - 6P_{3/2}$  serem bem menores do que os momentos de dipolo envolvendo o nível  $5D_{5/2}$ .

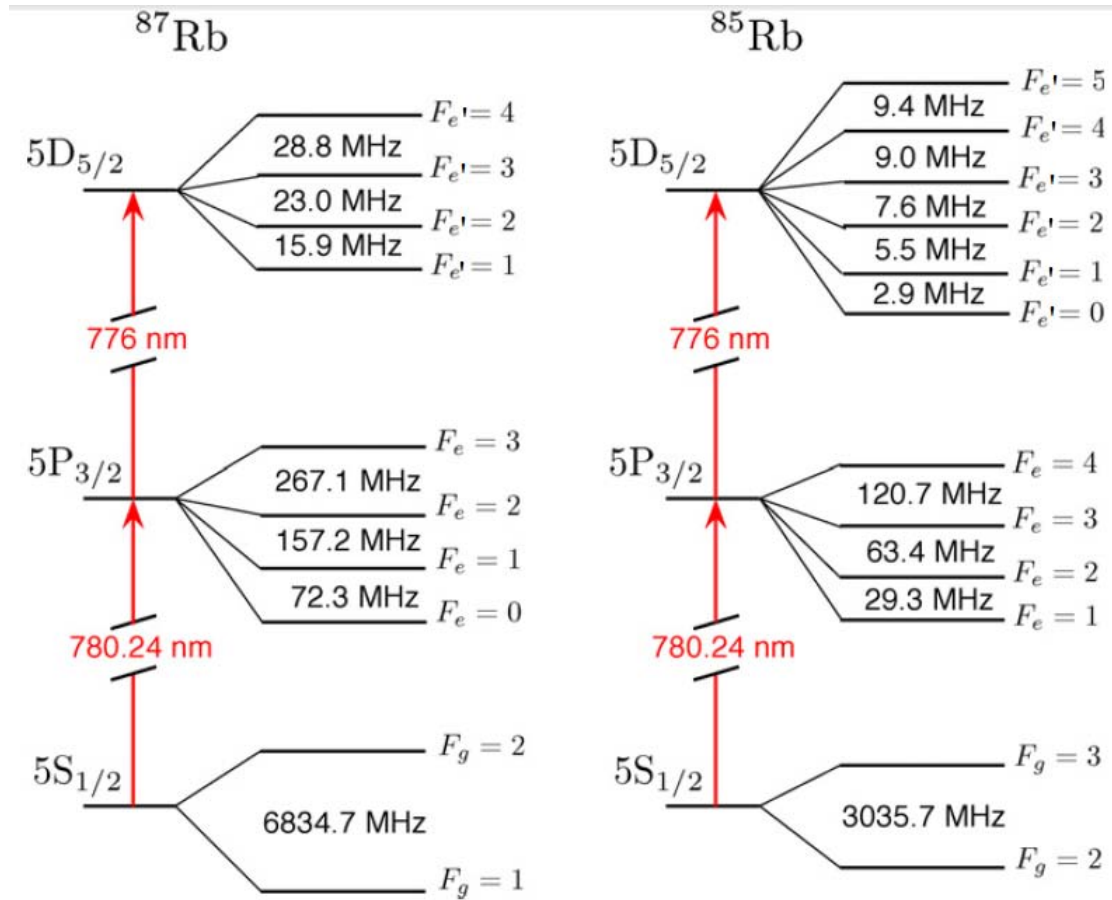


Figura 3.1: Esquema das estruturas fina e hiperfina dos níveis  $5S_{1/2}$ ,  $5P_{3/2}$  e  $5D_{5/2}$  para o  $^{87}\text{Rb}$  (a) e para o  $^{85}\text{Rb}$  (b) [27]. As possíveis transições ocorrem respeitando as regras de seleção por dipolo elétrico:  $\Delta F = 0$  ou  $\pm 1$ , tendo em vista que consideramos que nosso sistema atômico interage com os lasers incidentes através de interações por dipolo elétrico.

### 3.1.2 Laser de Diodo

O laser usado para acessar a primeira transição atômica ( $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ) foi um laser contínuo de diodo da *Sanyo*, modelo *DL - 7140 - 201S*, monomodo, operando em 780 nm (figura 3.2). Embora seja visto uma grade de difração junto ao laser, na figura 3.2, a mesma não foi utilizada. Nosso laser tem uma largura de linha de aproximadamente 1 MHz, e tem uma varredura de frequência de 10 GHz sem saltos de modo. A sintonização em frequência ocorre por meio do ajuste da corrente de injeção do laser, através de um controlador específico construído para este fim. O controle da corrente de injeção do laser é

o principal elemento fino de sintonização de frequência, pois utiliza o efeito da mudança do caminho óptico no índice de refração devido à excitação dos elétrons da banda de valência para a banda de condução do dispositivo semiconductor [28]. A figura 3.3 ilustra como a potência do laser depende da corrente. Sua montagem consiste de um apoio metálico que serve de reservatório térmico (“heat sink”), o qual, através de uma pastilha termoelétrica do tipo *Peltier*, regula e estabiliza a temperatura da base do laser. Uma temperatura com boa estabilização é de fundamental importância, pois além de evitar saltos de modos indesejáveis pelo laser, a temperatura também modifica a estrutura de bandas do diodo semiconductor, influenciando na frequência da luz emitida pelo laser. Observamos que o limiar de corrente, para que o laser de diodo inicie a emissão laser, foi de 35 mA. Para nosso experimento usamos um ajuste de corrente de  $63,7 \pm 0,1$  mA e a placa térmica estava a uma temperatura de  $26,6 \pm 0,1^\circ\text{C}$ .

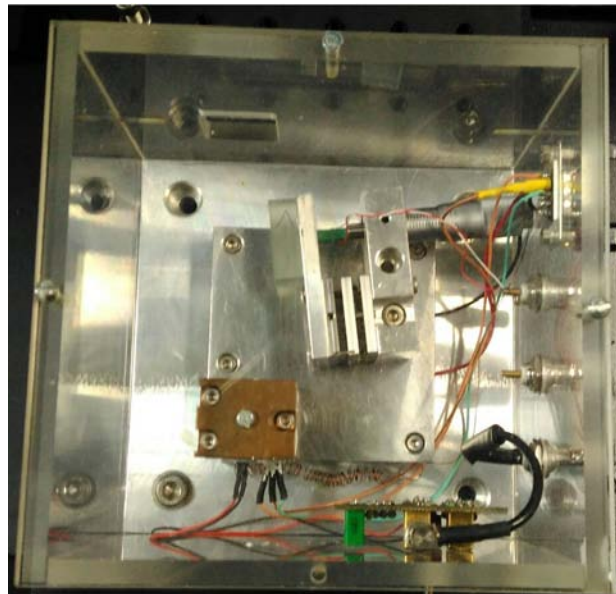


Figura 3.2: Dispositivo que contém o laser de diodo usado nos experimentos.

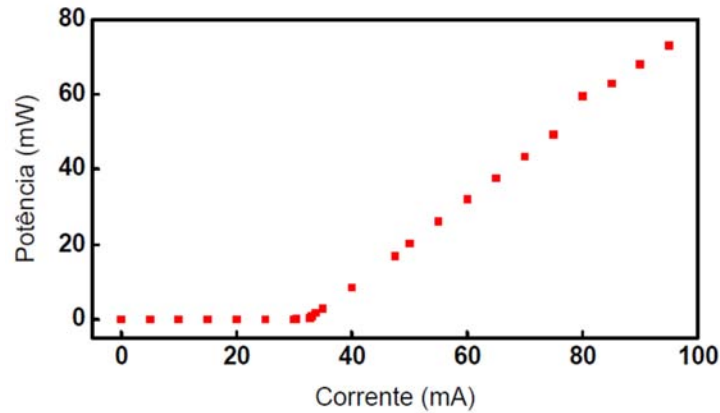


Figura 3.3: Gráfico da potência (mW) pela corrente (mA) do laser de diodo usado tanto no experimento de absorção saturada, como para acessar a primeira transição do rubídio:  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ .

Para conhecermos a varredura de frequência (“dessintonia”) do laser de diodo, é necessário termos alguma referência de frequência, a qual será fornecida através de um experimento de absorção saturada no vapor de rubídio, discutido na próxima seção.

### 3.1.3 Absorção Saturada

O processo de absorção saturada em vapores atômicos é amplamente utilizado em experimentos de espectroscopia [29]. É um método de espectroscopia sub-Doppler [18] aplicado muitas vezes para resolver as transições hiperfinas em um metal alcalino com alargamento inhomogêneo, como é o caso, por exemplo, de um vapor de rubídio contido em uma célula óptica aquecida. Além disso, o espectro de absorção saturada pode ser um importante parâmetro de comparação de frequências, ou seja, é com a obtenção desse espectro que temos uma escala de diferença de frequências para os nossos experimentos.

Para obtermos o espectro de absorção linear experimentalmente podemos fazer incidir em uma célula de vapor de rubídio um feixe de laser de diodo, ressonante preferencialmente com a linha  $D_2$  do rubídio, e coletar o sinal com um fotodetector.

A configuração hiperfina do estado atômico  $5P_{3/2}$  do rubídio não é perceptível no espectro de absorção linear, devido ao alargamento Doppler não homogêneo. Quando os átomos do vapor de rubídio são irradiados por um feixe de laser com frequência  $\nu_L$ , no referencial do laboratório, ocorre que a frequência ( $\nu$ ) percebida pelos átomos em movimento estará deslocada (“Doppler shift”) em decorrência do movimento atômico. Em um vapor alcalino, a distribuição de velocidades dos átomos segue uma distribuição do tipo Maxwell-Boltzmann [30]. O deslocamento Doppler devido ao movimento atômico é dada por:

[27]

$$\nu = \nu_L \left[ 1 \pm \frac{v_z}{c} \right], \quad (3.5)$$

onde  $v_z$  é a componente das velocidades atômicas ao longo do eixo de incidência do laser (eixo  $z$ ) e  $c$  é o módulo da velocidade da luz.

Para observarmos a estrutura hiperfina do nível  $5P_{3/2}$  incidimos na célula de rubídio dois feixes contra-propagantes do mesmo laser. Na figura 3.4 temos um esquema simplificado do experimento de absorção saturada utilizada neste trabalho. A seta preta representa o feixe forte do laser que tem maior intensidade (“pump”), o qual será responsável pelo processo de absorção linear. A seta vermelha representa o feixe de menor intensidade (“probe”), formado pela reflexão do feixe forte atenuado por filtros, o qual propaga-se em sentido contrário ao feixe “pump”. Esse feixe “probe” ao passar pela célula será menos absorvido, uma vez que as transições atômicas estão saturadas pelo feixe “pump”, gerando um espectro de absorção saturada. Neste caso as condições de ressonância são que a frequência do laser seja igual à frequência da transição atômica e que as velocidades atômicas  $v_z$  sejam próximas de zero. Essa é uma técnica espectroscópica com resolução sub-Doppler, uma vez que os feixes de laser que interagem com o sistema atômico estão na configuração contra-propagante.

A figura 3.5 mostra o espectro medido da absorção saturada do rubídio, com as quatro linhas Doppler correspondendo, respectivamente, da esquerda para direita às linhas do  $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$ ,  $^{85}\text{Rb}_{F_g=3}$ ,  $^{85}\text{Rb}_{F_g=2}$  e  $^{87}\text{Rb}_{F_g=1}$ . O espectro de absorção saturada exibe dentro das linhas Doppler a estrutura hiperfina e os “crossovers”, que são picos mais intensos e que ocorrem nas regiões intermediárias de frequência, entre as transições hiperfinas, correspon-

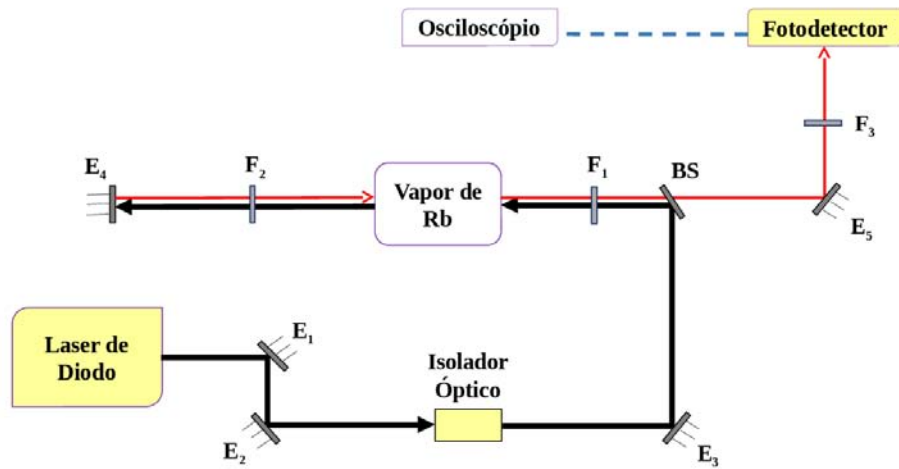


Figura 3.4: Esquema simplificado do processo de absorção saturada usado como referência de frequência. A seta preta que incide no vapor corresponde ao feixe forte e a seta vermelha corresponde ao feixe fraco. F(1, 2 e 3) - Filtros atenuadores do feixe “pump”, BS - divisor de feixe e E(1, 2, 3, 4 e 5) - Espelhos.

dendo a uma saturação dos átomos com velocidades  $+v_z$  e  $-v_z$ , o que ocasiona em uma não absorção dos átomos pelo feixe “probe”. Essas regiões terão uma profundidade maior no gráfico de absorção, comparada com as regiões das transições hiperfinas simples, tendo em vista que dois grupos de átomos irão contribuir para o sinal. Essas transições recebem o nome de ressonâncias do tipo “crossover”. Nas figuras 3.5 vemos as transições hiperfinas e os crossovers intermediários entre os níveis hiperfinos. As diferenças entre as estruturas hiperfinas foram a referência para converter a escala de varredura do laser de diodo da escala de tempo dada pelo osciloscópio para a escala de frequências vista na figura 3.5. Nossos experimentos estarão concentrados nas duas primeiras Doppler, correspondentes aos estados fundamentais  $^{87}\text{Rb}_{Fg=2}$  e  $^{85}\text{Rb}_{Fg=3}$ .

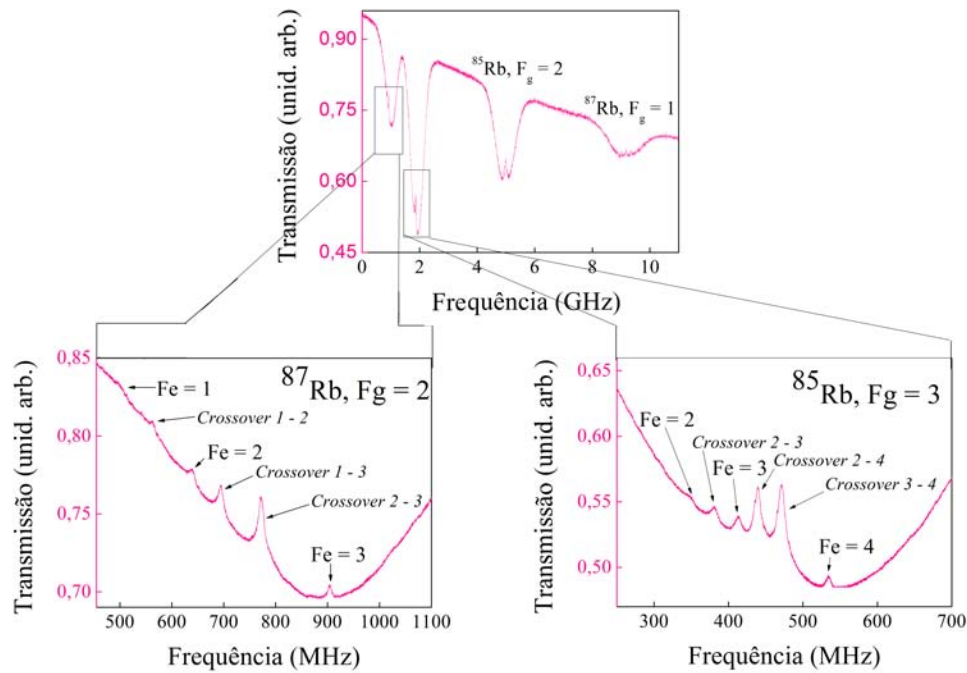


Figura 3.5: Espectro de absorção saturada do rubídio. Embora com legenda de transmissão, iremos sempre nos referir a essa curva como absorção. Usamos a absorção invertida para que fique melhor o entendimento das posições dos picos que iremos analisar.

### 3.1.4 Laser Pulsado de Ti:safira

O laser de Ti:safira pulsado (figura 3.6) pode ser entendido como um gerador de trens de pulsos ópticos [31, 32]. Empregamos em nossos experimentos um laser de Ti:safira comercial da BR-Labs [33], modelo *TIS – ML – 01*. Sua cavidade óptica é formada por um cristal e seis espelhos em formato de anel, permitindo uma sintonização de comprimentos de onda de emissão entre 760 nm e 850 nm; gerando pulsos ultracurtos com aproximadamente 100 fs de duração temporal e com taxa de repetição em torno de 1 GHz. O laser de Ti:safira usa como meio de ganho um cristal de safira ( $Al_2O_3$ ) dopado com íons de titânio ( $Ti^{+3}$ ), com uma concentração de 0.1% em substituição aos átomos de alumínio do cristal. Este laser é excitado por um feixe de laser em 532 nm gerado por um laser do estado sólido comercial Verdi da Coherent, formado por um cristal de  $Nd : YVO_4$  (Nd:Vanadate), e dobrado em frequência a partir de um cristal de *LBO* (Lithium Triborate). O trem de pulsos ultracurtos é visto pelos átomos de rubídio como um pente de frequências no domínio



espectral, uma vez que os tempos de vida dos estados excitados do sistema (em torno de dezenas de nanosegundos) são muito maiores do que o intervalo de tempo entre os pulsos do laser de Ti:safira, dado pelo inverso da taxa de repetição deste laser.

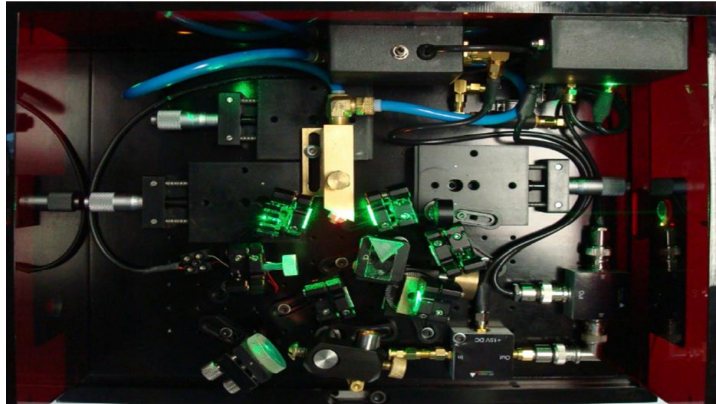


Figura 3.6: Foto superior do laser Ti:safira pulsado usado nos experimentos deste trabalho.

O feixe de saída do laser de Ti:safira possui potência média que pode variar entre 300 e 800 mW. O laser de Ti:safira, quando operado no regime pulsado de modos travados (*modelocked*), emite pulsos com largura de banda da ordem de 15 nm. Um perfil espectral típico da luz emitida pelo laser, obtido com um espectrômetro USB 4000 da *Ocean Optics* [34] está visível na figura 3.7.

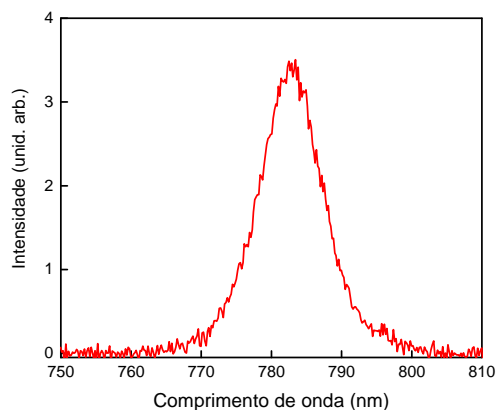


Figura 3.7: Espectro de emissão do laser pulsado de Ti:safira, coletado por um espectrômetro portátil USB 4000 da *Ocean Optics*. Observamos uma largura de banda do laser de Ti:safira da ordem de 15 nm.

## 3.2 Montagem Experimental

O diagrama de energia dos níveis do rubídio a serem explorados nos experimentos está mostrado na figura 3.8. Os átomos excitados no nível  $5D$  decaem através de dois possíveis caminhos:  $5D \rightarrow 5P$  (776 nm) e  $5D \rightarrow 6P$  (5,2  $\mu\text{m}$ ). A fluorescência no infravermelho (em 776 nm) é muito próxima do comprimento de onda dos lasers incidentes, de forma que sua detecção se torna difícil. A fluorescência no azul (em 421 nm) pode ser mais facilmente detectada devido ao processo de decaimento espontâneo entre os estados  $6P_{3/2}$  e  $5S_{1/2}$ , a qual depende da população do nível excitado  $5D$  do sistema e pode ser separada das outras fluorescências, usando-se filtros ópticos interferométricos.

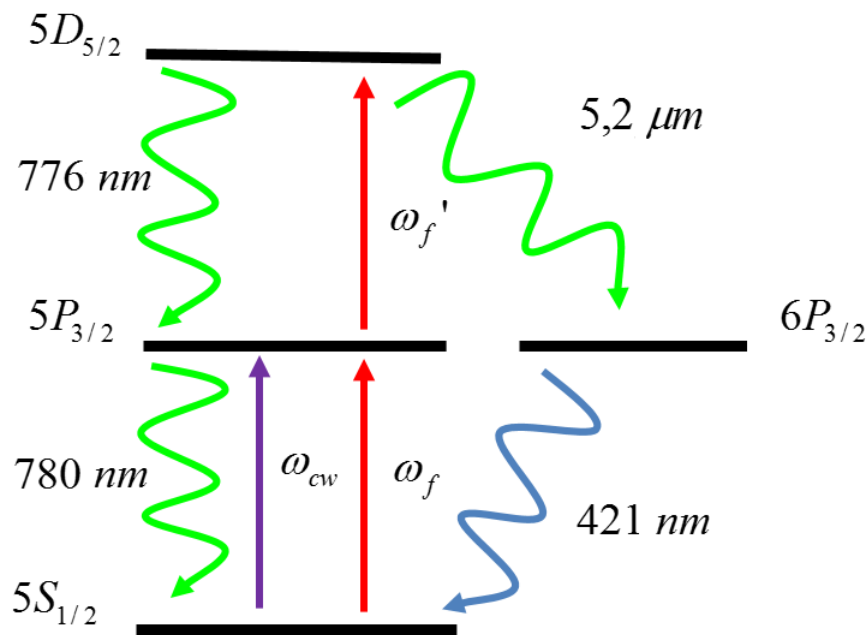


Figura 3.8: Diagrama dos níveis de energia e transições de interesse do rubídio. A frequência do laser de diodo está representada por  $\omega_{cw}$ , enquanto que  $\omega_f$  e  $\omega_f'$  representam as frequências mais próximas das ressonâncias dos modos do pente de frequência do laser pulsado. As linhas curvas representam os possíveis caminhos que o átomo pode seguir no decaimento espontâneo.

Os parâmetros para as transições atômicas estudadas nos experimentos podem ser vistos nas tabelas 3.1 e 3.2, dados coletados das Ref. [35, 36], com exceção do momento de

dipolo elétrico que foi retirado da Ref. [17]:

Tabela 3.1: Propriedades da Primeira Transição  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  (linha D2) do Rubídio.

Frequência da transição	$\omega_{10}$	$2\pi \times 384$ THz
Comprimento de onda (no vácuo)	$\lambda_1$	780,2 nm
Tempo de vida do primeiro estado excitado	$\tau_1$	26,2 ns
Largura de linha da transição	$\gamma_{11}$	$2\pi \times 6,1$ MHz
Intensidade de saturação da transição	$I_{1sat}$	1,67 mW/cm <sup>2</sup>
Momento de dipolo elétrico	$\mu_{01}$	$4,6 \times 10^{-29}$ C.m

Tabela 3.2: Propriedades da Segunda Transição  $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  do Rubídio.

Frequência da transição	$\omega_{21}$	$2\pi \times 386,6$ THz
Comprimento de onda (no vácuo)	$\lambda_2$	775,8 nm
Tempo de vida do segundo estado excitado	$\tau_2$	370 ns
Largura de linha da transição	$\gamma_{22}$	$2\pi \times 0,43$ MHz
Intensidade de saturação da transição	$I_{2sat}$	0,12 mW/cm <sup>2</sup>
Momento de dipolo elétrico	$\mu_{12}$	$1,5 \times 10^{-29}$ C.m

O esquema simplificado do aparato experimental utilizado neste trabalho está representado na Figura 3.9. Usamos um feixe de luz constituído por um trem de pulsos de femtossegundos gerado pelo laser de Ti:safira, com uma taxa de repetição medida da ordem de 986,50 MHz,  $\lambda_{fs} \approx 780$  nm e  $\Delta\lambda \approx 15$  nm. Com este laser espectralmente largo é possível excitar as transições  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  e  $5P_{3/2} \rightarrow 5D$  do vapor de rubídio. Uma pequena reflexão deste feixe é enviada para um analisador de espectro eletrônico Agilent N9320B, o que nos permite determinar com grande precisão a taxa de repetição deste laser.

O feixe do laser de diodo foi usado para excitar ressonantemente a transição  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ . Uma parte desse feixe foi desviada para um experimento de absorção saturada, necessário para a calibração da escala de frequências. Os feixes dos lasers de Ti:safira e de diodo, copropagantes e com polarizações paralelas, são focalizados pela lente  $L_1$  no centro

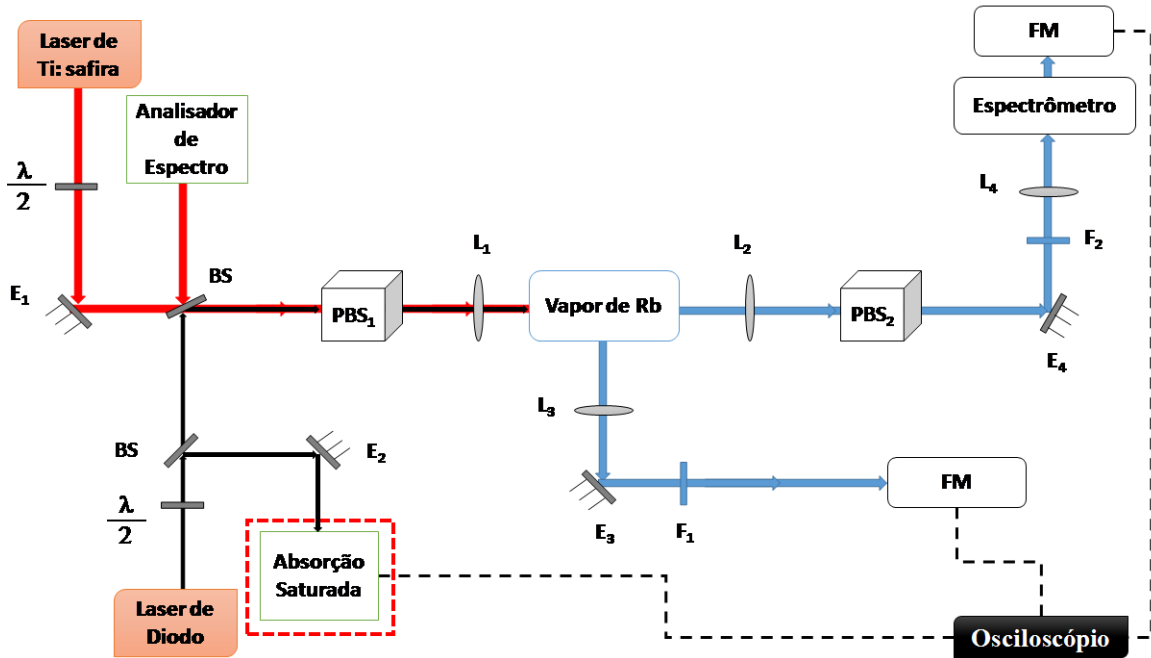


Figura 3.9: Esquema experimental. As linhas vermelha e preta representam o caminho percorrido pelos feixes dos lasers incidentes. Onde, divisores de feixes: BS - (beamsplitter) e PBS - por polarização,  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  e  $L_4$  - lentes esféricas convergentes com distâncias focais de 20, 25, 15 e 5 cm, FM - fotomultiplicadora, F(1 e 2) - Filtros interferométricos,  $\frac{\lambda}{2}$  - placa de meia onda.

da célula de Rb, com diâmetros de 1,4 mm e 0,8 mm, respectivamente. Esses diâmetros foram medidos com o auxílio de uma câmera *CCD* modelo *DCU 224C* da *Thorlabs* [37]. A resolução da câmera era de 1064 pixels x 1064 pixels e cada pixel tinha uma área de  $4,65\mu\text{m}$  por  $4,65\mu\text{m}$ . Para encontrarmos a largura dos feixes coletamos a imagem detectada pela *CCD* no centro da célula de vapor atômico, em seguida com o software *MatLab* transformamos a imagem em pontos ao longo da *CCD* e fizemos um ajuste (“fitting”) por uma gaussiana com o software *Origin* (versão 8.5), de maneira a encontrar a largura plena espacial a meia altura (FWHM) dos feixes dos lasers.

Podemos ver na figura 3.10 as imagens detectadas pela *CCD* e seus respectivos perfis gaussianos ajustados. Em 3.10(a) temos a imagem para o feixe de diodo na entrada da célula, em 3.10(b) temos o perfil coletado a partir da figura 3.10(a). Em 3.10(c) temos a imagem da *CCD* para o feixe do laser pulsado na entrada da célula e em 3.10(d) temos a

gaussiana coletada a partir da figura 3.10(c).

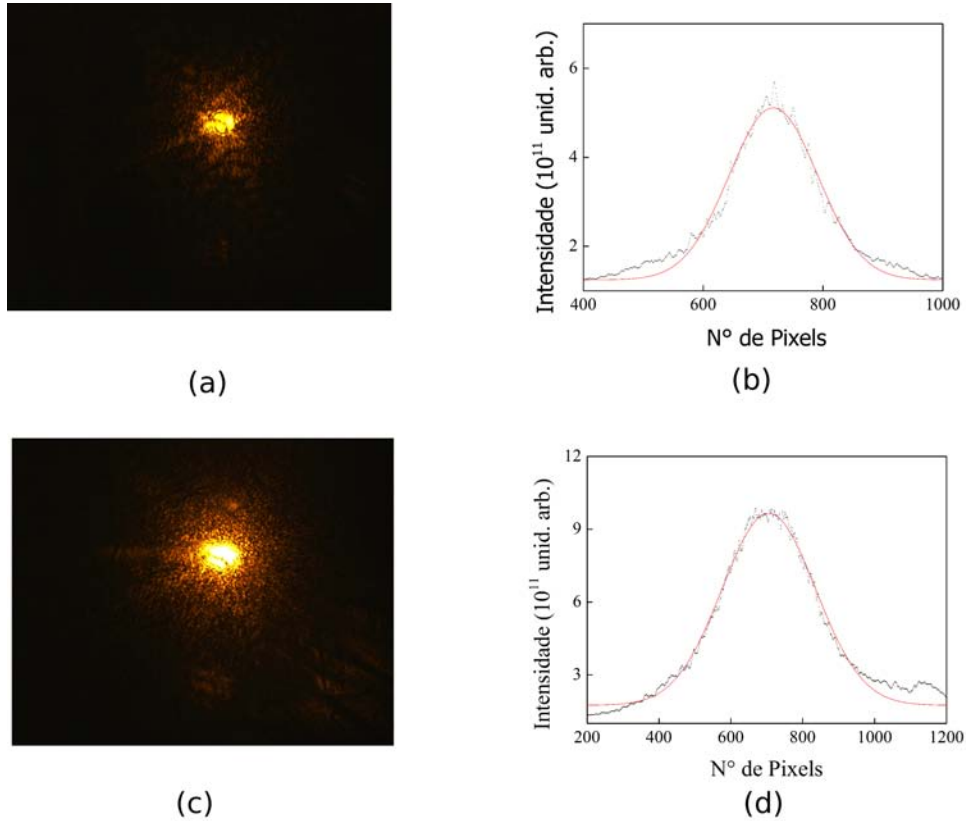


Figura 3.10: Medidas do perfil espacial dos lasers incidentes. As curvas em vermelho correspondem ao ajuste gaussiano feito pelo software *Origin*.

A célula de rubídio foi aquecida entre 40°C e 110°C, aproximadamente. O aquecimento foi feito com uma fita térmica ligada a uma fonte de tensão variável (*Variac*) que, por efeito Joule, aquecia as bordas da célula causando um acúmulo maior de átomos na parte central da célula, alterando a densidade do vapor de rubídio de acordo com a equação 3.6 [38]:

$$\log_{10}(N) = -\frac{A}{T} - (B + 1)\log_{10}(T) + C + 18.985, \quad (3.6)$$

onde  $N$  é a densidade atômica expressa em  $\text{cm}^{-3}$ ,  $T$  é a temperatura absoluta (K) e  $A = 4302$ ;  $B = 1.5$ ;  $C = 11.722$  são constantes obtidas experimentalmente.

Coletamos o sinal de fluorescência azul em duas direções distintas: para frente (na mesma direção dos feixes de lasers incidentes e copropagantes) e na lateral ou a noventa graus (90°). O sinal para frente foi coletado pelas lentes  $L_2$  e  $L_4$  e enviado para um espectrômetro

e para uma fotomultiplicadora Hamamatsu. O cubo polarizador  $PBS_2$  permitiu analisar o sinal detectado para frente com polarizações paralela e perpendicular às polarizações (paralelas entre si) dos feixes de lasers incidentes. O sinal de fluorescência detectado a  $90^\circ$  foi coletado pela lente  $L_3$  em uma outra fotomultiplicadora, não sendo usado um espectrômetro para este sinal de fluorescência. Um filtro interferométrico  $F_1$  permitiu analisar no sinal a  $90^\circ$  apenas a contribuição da fluorescência azul, bloqueando os outros comprimentos de onda, em particular, o infravermelho.

### 3.3 Resultados e Discussões

Nesta seção apresentamos os resultados obtidos e faremos uma breve discussão dos mesmos, utilizando a teoria discutida no capítulo anterior. Numa primeira parte veremos algumas características gerais do sinal, por exemplo, a forma do sinal para frente em comparação com a fluorescência a  $90^\circ$ . Na sequência, apresentamos o comportamento do sinal quando foram variados dois parâmetros: a intensidade do laser de diodo e a temperatura ou a densidade atômica. Nas duas sequências de medidas analisamos três parâmetros: as características gerais do espectro de excitação, o efeito de propagação ao longo da célula de vapor de rubídio e a largura de linha dos espectros medidos. A descrição e discussão destes comportamentos serão apresentados na sequência.

#### 3.3.1 Características Gerais do Sinal

Aqui iremos descrever as características do sinal e como procedemos para minimizar os ruídos nos espectros medidos. Além dos ruídos presentes nos sinais detectados ocorreu um deslocamento dos modos do pente de frequência, uma vez que este laser não estava com sua taxa de repetição travada durante os experimentos. Isso impediu que fizéssemos um número maior de médias. Observamos também que, dependendo da posição do sinal dentro da linha Doppler, tínhamos a magnitude do sinal variando significativamente.

A figura 3.11 mostra na curva em azul o sinal de fluorescência detectado para frente

( $I_{FF}$ , em unidades arbitrárias) no comprimento de onda 421 nm, como função da frequência do laser de diodo. A curva vermelha representa o espectro de absorção saturada de referência das quatro linhas Doppler do rubídio. Vemos nesta figura que a resposta do sinal para os estados  $^{87}\text{Rb}_{Fg=2}$  e  $^{85}\text{Rb}_{Fg=3}$  é mais intensa, o que nos levou a restringir as medidas nos experimentos a apenas essas duas linhas Doppler. Definimos como o zero da escala de frequência, de forma arbitrária, o pico da absorção saturada referente à transição  $Fg = 2 \rightarrow Fe = 3$  no  $^{87}\text{Rb}$ . Para esta medida a temperatura da célula de rubídio foi  $T = 110^\circ \text{C}$  e as intensidades dos lasers de diodo e pulsado, foram, respectivamente:  $I_d = 50 \text{ mW/cm}^2$  e  $I_{fs} = 3,9 \text{ mW/cm}^2/\text{modo}$ .

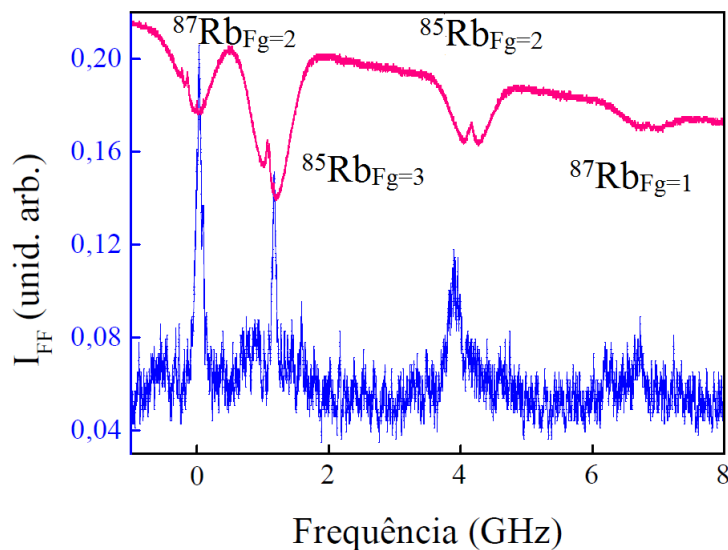


Figura 3.11: A curva em vermelho representa o espectro medido de absorção saturada do rubídio, enquanto que a curva em azul é o sinal de fluorescência detectado para frente no comprimento de onda azul em 421 nm. A temperatura da célula de rubídio foi de  $T = 110^\circ \text{C}$ . A intensidade do laser de diodo foi  $I_d = 50 \text{ mW/cm}^2$  e a intensidade do laser de Ti:safira foi  $I_{fs} = 3,9 \text{ mW/cm}^2/\text{modo}$ .

De um modo geral, existe uma semelhança entre o sinal de fluorescência emitido pelos átomos de rubídio quando detectado a  $90^\circ$  e para frente em temperaturas mais baixas ou intermediárias, para determinados valores de intensidade do laser de diodo. A curva rosa na figura 3.12 representa o espectro de absorção saturada de referência. As curvas azuis em

3.12a e 3.12c são os sinais de fluorescência detectados para frente ( $I_{FF}$ ), na direção dos feixes de lasers incidentes e com polarizações paralelas, para valores diferentes de temperatura e de intensidade do laser de diodo. Já as curvas verdes em 3.12b e 3.12d mostram a intensidade do sinal de fluorescência a  $90^\circ$  ( $I_{F90^\circ}$ ). Comparando-se 3.12a e 3.12b, bem como 3.12c e 3.12d, podemos observar que o espectro do sinal de fluorescência apresenta picos bem definidos nas regiões próximas onde se encontram as duas linhas Doppler do rubídio, correspondentes às linhas  $^{87}\text{Rb } F_g = 2$  e  $^{85}\text{Rb } F_g = 3$  do espectro de absorção saturada. Observamos também que os sinais detectados para frente e na lateral, embora apresentem algumas semelhanças na forma de linha, são dependentes da temperatura e da intensidade do laser de diodo. Iremos analisar separadamente mais adiante a dependência do sinal para frente e a  $90^\circ$  com a densidade atômica e com a intensidade do laser de diodo.

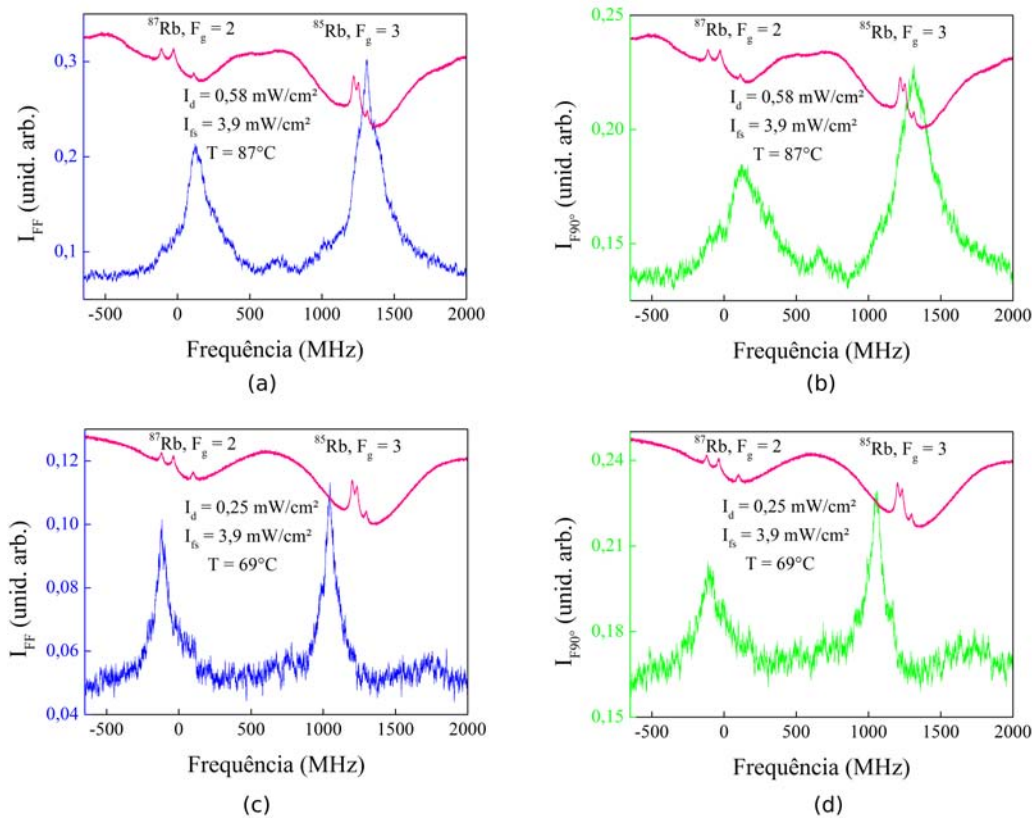


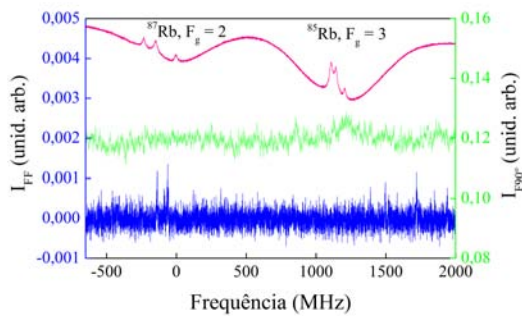
Figura 3.12: Gráficos comparativos entre os sinais de fluorescência a  $90^\circ$  e para frente. As curvas em rosa representam o espectro de absorção saturada, enquanto que a curva verde é o sinal a  $90^\circ$  e a curva azul é o sinal de fluorescência para frente.



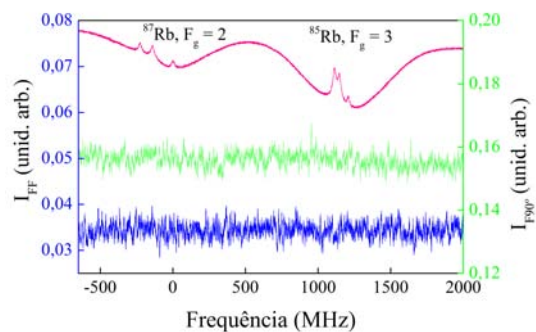
De forma geral apresentamos nos gráficos dos resultados experimentais o sinal detectado para frente na cor azul. Já o sinal coletado a  $90^\circ$  é representado na cor verde; enquanto que o sinal de absorção saturada esta na cor rosa.

### 3.3.1.1 Escala de Fundo

Na fig. 3.13 comparamos o sinal detectado quando só um dos feixes de laser incide na célula, isto é, na figura 3.13a só temos o feixe do laser de diodo, enquanto que na figura 3.13b está incidindo na célula de Rb somente o feixe do laser pulsado. Com apenas o laser de diodo vemos que o fundo do sinal para frente é zero, enquanto que existe um pequeno sinal de fundo a  $90^\circ$ . Com apenas o laser de diodo não é possível gerar o sinal de fluorescência azul, pois só com 780 nm não é possível fazer a transição  $5P - 5D$ . Como não usamos um espectrômetro no sinal coletado a  $90^\circ$ , temos um maior ruído no sinal de fundo lateral. No gráfico só com o laser pulsado 3.13b, vemos um sinal de fundo maior, tanto a  $90^\circ$  como no sinal para frente, o que pode ser explicado pelo fato de dois modos do pente de frequências poderem fazer a transição de dois fótons:  $5S_{1/2} \rightarrow 5D$ . Este fundo ("background") estará presente no sinal azul detectado.



(a) Apenas com laser de diodo.



(b) Apenas com laser pulsado.

Figura 3.13: Figura com gráficos da escala de fundo com apenas o laser de diodo fig. 3.13a e com apenas o laser Ti:safira fig. 3.13b. Para essas curvas tínhamos  $T = 69^\circ C$  e a intensidade do laser de diodo foi  $I_d = 0,25 \text{ mW/cm}^2$ .

### 3.3.1.2 Dependência do Sinal com a Polarização

Na montagem experimental temos divisores de feixe por polarização (*PBS*) tanto na entrada como na saída da célula de rubídio. Essa configuração nos permitiu analisar a polarização do sinal detectado para frente, podendo ser paralela ou perpendicular à polarização dos lasers incidentes. Este é um fator importante para determinar a natureza do sinal óptico coletado para frente; se este era devido a uma fluorescência ou se tratava de um sinal direcional e paramétrico de mistura de ondas.

A figura 3.14 mostra algumas curvas dos sinais de fluorescência para frente e a  $90^\circ$ , em função da polarização do sinal detectado. A temperatura da célula foi mantida fixa em  $T = 90^\circ$  C e as intensidades dos lasers foram:  $I_d = 0,23$  mW/cm<sup>2</sup> e  $I_{fs} = 3,9$  mW/cm<sup>2</sup>/modo. Ambos os lasers entram com polarizações paralelas na célula. Na figura 3.14a não há polarizador na saída da célula. As intensidades dos sinais nesta curva, em unidades arbitrárias e subtraindo-se o fundo do sinal, são: para o  $^{87}\text{Rb}$  -  $^{87}I_{FF} = 0,168$  e  $^{87}I_{F90^\circ} = 0,032$ . Já para o  $^{85}\text{Rb}$  são:  $^{85}I_{FF} = 0,110$  e  $^{85}I_{F90^\circ} = 0,074$ . Inserindo-se o polarizador na saída da célula vemos que o sinal para frente se altera, enquanto que a fluorescência a  $90^\circ$  mantêm-se inalterada ( $I_{F90^\circ} \approx$  constante). Quando o polarizador *PBS*<sub>2</sub> é posto com polarização paralela (curva 3.14b) em relação à polarização de entrada temos as seguintes intensidades:  $^{87}I_{FF} = 0,062$  e  $^{85}I_{FF} = 0,086$ . Quando o polarizador tem polarização perpendicular (curva 3.14c) à polarização de entrada temos as seguintes intensidades:  $^{87}I_{FF} = 0,052$  (u.a.) e  $^{85}I_{FF} = 0,068$  (u.a.). Esses valores são, aproximadamente, equivalentes à metade do sinal sem polarização. Isso indica que o sinal detectado para frente não é polarizado, tendo característica de um sinal de fluorescência.

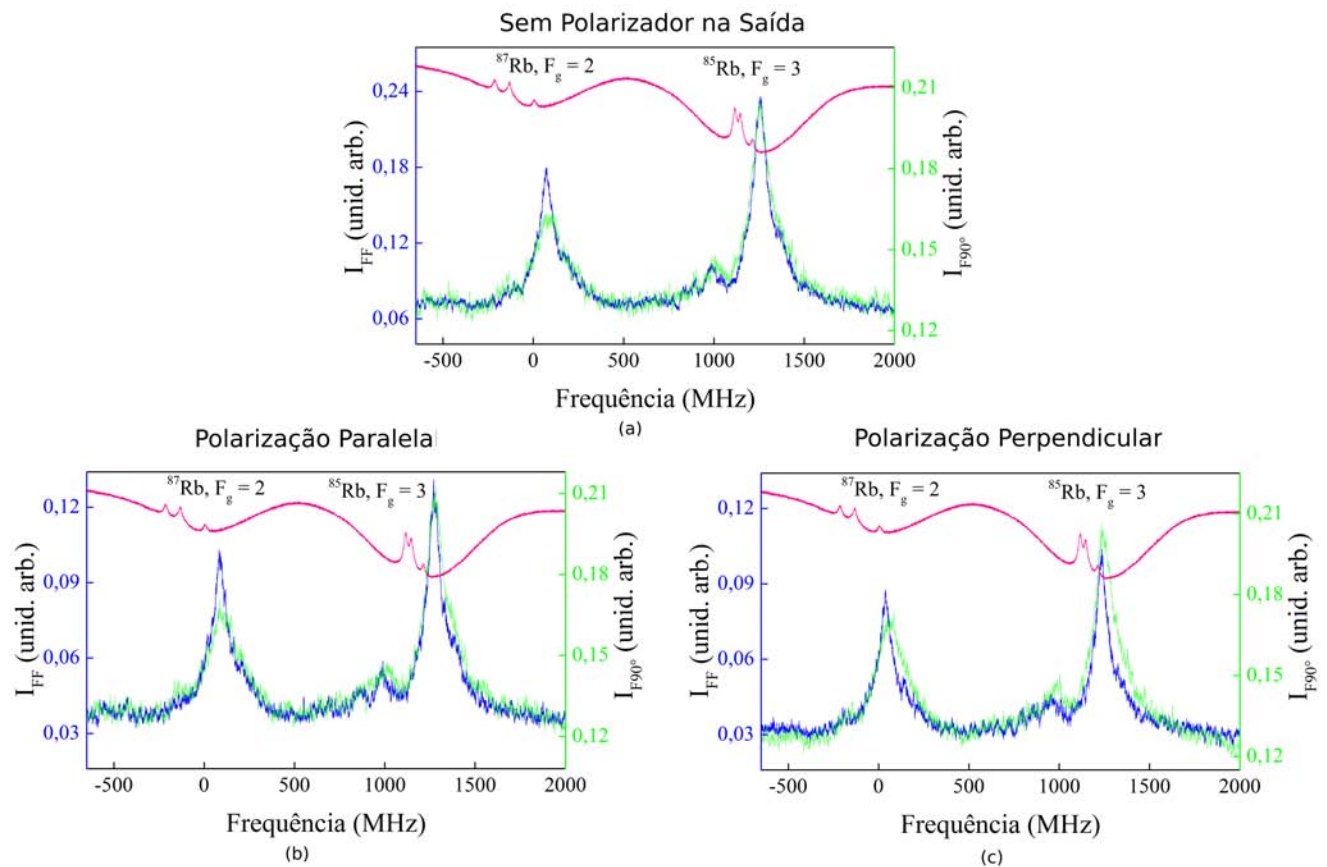


Figura 3.14: Sequência de curvas da polarização do sinal de fluorescência. (a) Sem polarizador na saída da célula. (b) Com polarizador paralelo na saída e (c) com polarizador perpendicular na saída.

### 3.3.1.3 Minimizando o Ruído

Tanto no sinal mostrado na figura 3.12 como na figura 3.13 temos um nível razoável de ruído. Isso em parte ocorre pelo fato das fotomultiplicadoras estarem funcionando em alta tensão (800V), o que torna a detecção dos sinais muito sensíveis aos ruídos. Algumas medidas foram tomadas para minimizar esse ruído, como, por exemplo, a utilização de fendas menores de 1,25 mm na entrada e saída do espectrômetro e o isolamento do aparelho para que não detectasse luz externa. Outra medida que tomamos foi a realização de médias no osciloscópio para ambos os sinais (a  $90^\circ$  e para frente) o que nos possibilitou uma melhora considerável na

resolução do sinal, como pode ser visto na figura 3.15. Infelizmente, não podíamos fazer um número muito grande de médias pois estávamos limitados pela evolução dinâmica dos modos do pente de frequências, devido ao não travamento da taxa de repetição; o que implicava em um deslocamento dos modos do laser durante a realização dos experimentos. Isso nos limitava a fazermos médias com no máximo 20 varreduras.

Na figura 3.15 temos em azul o sinal detectado para frente, com uma média de 5 varreduras; já a curva em cinza é o sinal detectado para frente sem nenhuma média (uma só varredura). A curva rosa é o espectro de absorção saturada. Percebemos na curva com média, picos que ficam escondidos na curva sem média. Por exemplo, um efeito de bombeamento óptico, que será discutido mais adiante, é imperceptível na curva cinza.

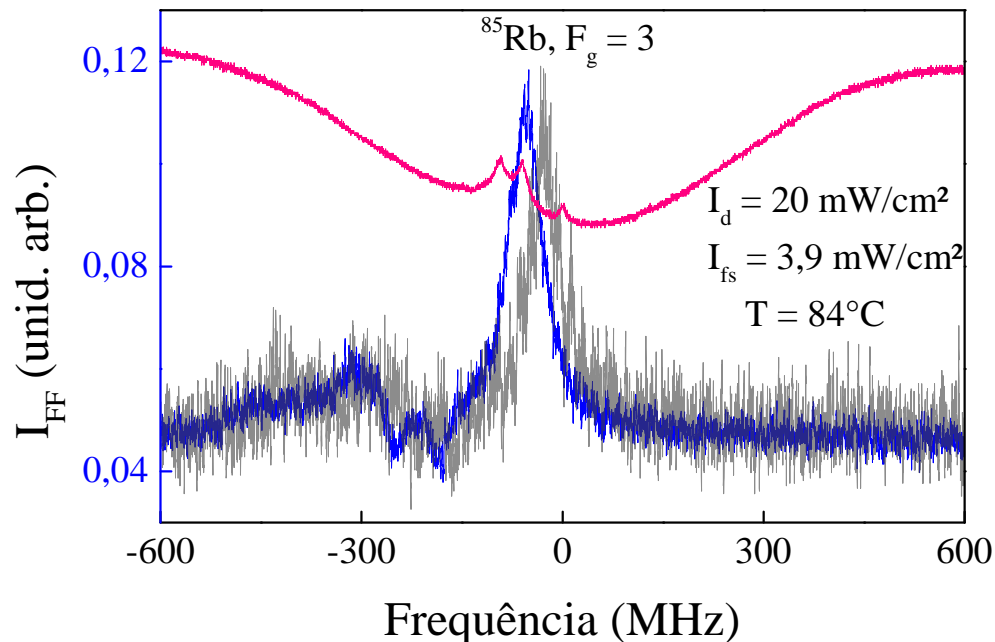


Figura 3.15: Vemos nas cores azul e cinza os gráficos do sinal com e sem média, respectivamente. Essas curvas representam o sinal para frente, já a curva em rosa é a nossa escala de referência (absorção saturada). As condições para essa curva foram:  $T = 84^\circ\text{C}$  e  $I_d = 20 \text{ mW/cm}^2$ .

Durante os experimentos foram feitas médias com 5 varreduras no sinal para frente

e médias com 20 varreduras no sinal perpendicular à célula, o qual era mais ruidoso, e conseqüentemente, necessitava de mais varreduras.

#### 3.3.1.4 Deslocamento do Modo e Posição nas linhas Doppler

O fato do laser pulsado não estar com sua taxa de repetição travada fez com que o sinal detectado variasse sua posição no espectro. Essa mudança de posição do sinal no espectro também limitou o número máximo de médias possíveis para filtragem de ruídos no sinal. Se o travamento da taxa de repetição do laser pulsado estivesse ativo, além de mais médias também seria possível selecionar a posição dos modos em posições específicas do espectro, por exemplo, próximo das transições cíclicas do espectro de absorção saturada, onde o sinal fica mais intenso, conforme pode ser observado na figura 3.16. Esse aumento do sinal ocorre, tipicamente, próximo das transições cíclicas pois temos uma maior probabilidade de transição e conseqüentemente uma maior possibilidade de geração do sinal no azul. A figura 3.16 mostra o sinal de fluorescência detectado para frente em função da frequência do laser de diodo em três instantes diferentes. As três curvas foram obtidas em sequência e mostram claramente a variação da posição em frequência dos picos. A explicação para isso vem do fato de que, como no processo de absorção de dois fótons ocorre conservação da energia, então a diferença de energia entre os estados  $5S-5D$  deverá ser proporcional à soma das frequências dos lasers incidentes, ou seja:  $\Delta E(5S-5D) = E(5D) - E(5S) = \hbar(\omega_d + \omega_{fs})$ . Uma vez que a frequência  $\omega_{fs}$  do laser pulsado está variando devido às variações térmicas da cavidade do laser, então  $\omega_d$  também irá variar para manter a diferença de energia entre os estados atômicos fixa. Esse resultado foi visto no capítulo 2 no cálculo teórico da população atômica do nível mais excitado do sistema, sendo um efeito de dupla ressonância óptica.

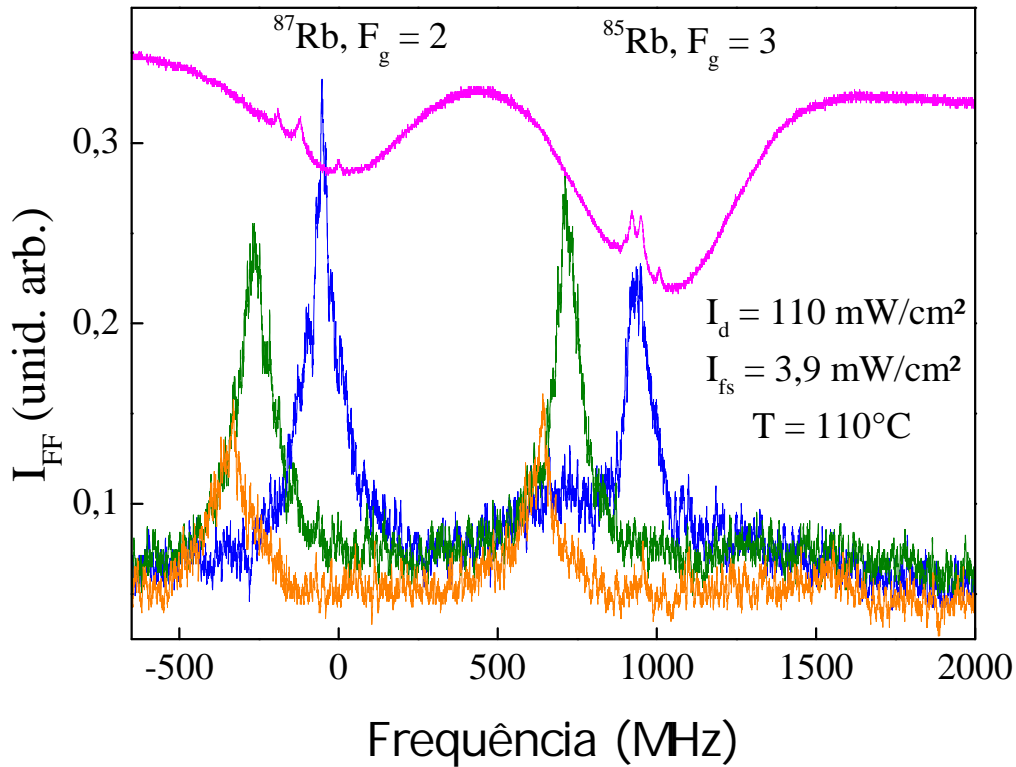


Figura 3.16: Sinal de fluorescência para frente em função da frequência do laser de diodo. As curvas em azul, verde e laranja representam o sinal para frente em diferentes instantes de tempo, enquanto que a curva em rosa é o espectro de absorção saturada. Nessa representação temos os sinais com a mesma escala para mostrar a dependência do espectro com os modos do laser pulsado. Cada curva corresponde a uma única varredura.

### 3.3.2 Dependência do Sinal com a Densidade Atômica

Na figura 3.17 vemos que, embora o isótopo  $^{85}\text{Rb}$  seja mais abundante na natureza que o  $^{87}\text{Rb}$ , nem sempre o sinal para o  $^{85}\text{Rb}$  será maior que no  $^{87}\text{Rb}$ . Isso dependerá da densidade atômica e das intensidades dos lasers. Com  $I_d = 0,25 \text{ mW/cm}^2$ , por exemplo, temos para temperaturas mais altas, acima de  $85^\circ\text{C}$ , um efeito de redução no sinal, em particular para o  $^{85}\text{Rb}$ . Isso ocorre porque aumentando-se a temperatura da célula, aumentamos também a densidade atômica, de acordo com a Eq. (3.6). Conseqüentemente temos uma maior absorção do feixe do laser de diodo, o que leva a uma diminuição da intensidade deste feixe ao longo da célula, de acordo com a Lei de Beer-Lambert. Outro efeito é quando a intensidade

do laser de diodo está muito alta, que ao invés de aumentar o sinal de fluorescência, pode haver um efeito de saturação do sinal por potência. Essa saturação pode ser vista para uma temperatura constante, quando diminuimos a intensidade do laser de diodo através de filtros, por exemplo. Neste caso, a diminuição da intensidade do laser por filtros é análogo ao efeito da variação da temperatura da célula. Podemos obter uma condição em que a intensidade do laser de diodo foi reduzida pela absorção no centro da célula, devido à alta densidade atômica em altas temperaturas.

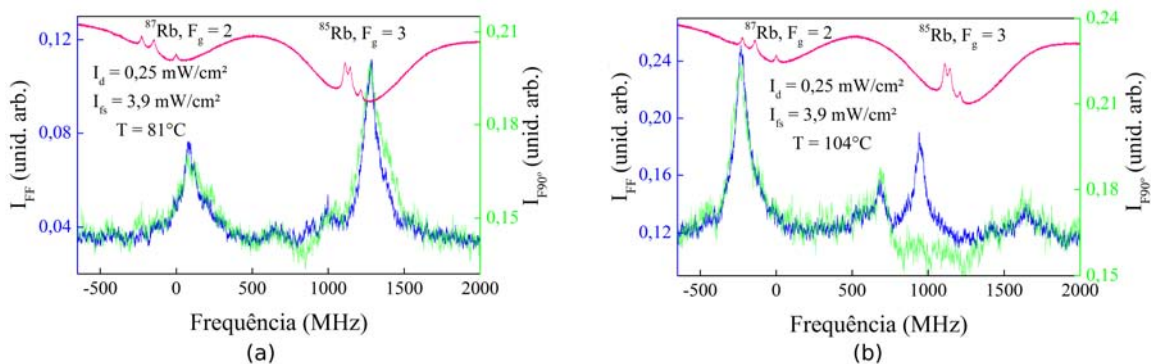


Figura 3.17: (a) Gráfico com sinal no  $^{87}\text{Rb}$  menor que o sinal no  $^{85}\text{Rb}$  para uma temperatura mais baixa ( $T = 81^\circ\text{C}$ ) e (b) gráfico com sinal no  $^{87}\text{Rb}$  maior que no  $^{85}\text{Rb}$  para uma temperatura maior ( $T = 104^\circ\text{C}$ ).

Este resultado observado nas curvas da figura 3.17 é um efeito de absorção devido à propagação ao longo de uma célula densa. Se pensarmos que o sinal à  $90^\circ$  é resultado da interação dos feixes de laser com somente uma amostra menor da célula, localizada próxima à região central da amostra de rubídio; e que o sinal para frente é resultado de todo o caminho ao longo da célula (fig. 3.18), isso poderia explicar a diferença entre os espectros observados nas duas direções em altas temperaturas, quando o sinal devido ao  $^{85}\text{Rb}$  não é mais observado a  $90^\circ$ .

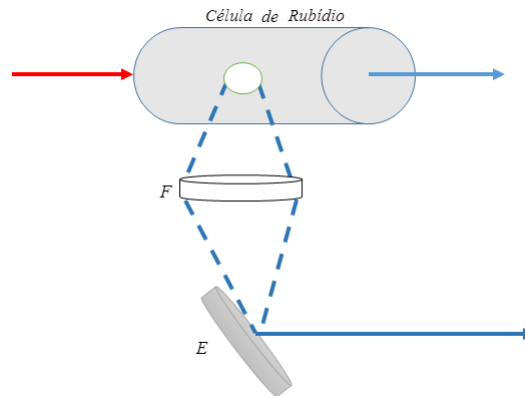


Figura 3.18: Esquema da célula de rubídio sendo irradiada pelos feixes de lasers. O sinal coletado a  $90^\circ$  corresponde a uma região menor da célula, comparada com o caminho percorrido dentro da célula pelo sinal coletado para frente. L - Lente de 15cm, E - Espelho, seta em vermelho - lasers de diodo e pulsado, seta em azul - sinal de fluorescência gerado para frente e a  $90^\circ$ .

### 3.3.3 Dependência do Sinal com a Intensidade do Laser de Diodo

As curvas da Fig. 3.19 mostram os sinais de fluorescência  $I_{FF}$  e  $I_{F90^\circ}$  em função da frequência do laser de diodo, para uma temperatura fixa  $T = 85^\circ\text{C}$  e variando a intensidade do laser de diodo. A intensidade do laser pulsado foi mantida fixa em  $I_{fs} = 2,6 \text{ mW/cm}^2/\text{modo}$ . Percebemos que o sinal a  $90^\circ$  e o sinal para frente diminuem à medida que baixamos a intensidade do laser de diodo. Também verificamos que, para o  $^{85}\text{Rb}$ , o sinal vai diminuindo em comparação ao sinal para o  $^{87}\text{Rb}$ , e se continuarmos diminuindo a intensidade do diodo (fig. 3.19c) vemos que na direção perpendicular à célula o sinal é perdido no  $^{85}\text{Rb}$ ; enquanto que na direção para frente ainda observamos o sinal. Esse resultado é análogo ao observado na figura 3.17(b), onde o efeito de absorção é percebido para menores temperaturas e menor intensidade do feixe. Também é nítido o efeito de alargamento por potência entre as curvas 3.19a e 3.19b. O parâmetro de saturação para a primeira transição para essas curvas foi, respectivamente:  $S_1(a) = 0,93$ ;  $S_1(b) = 0,35$ ;  $S_1(c) = 0,18$  e  $S_1(d) = 0,03$ .



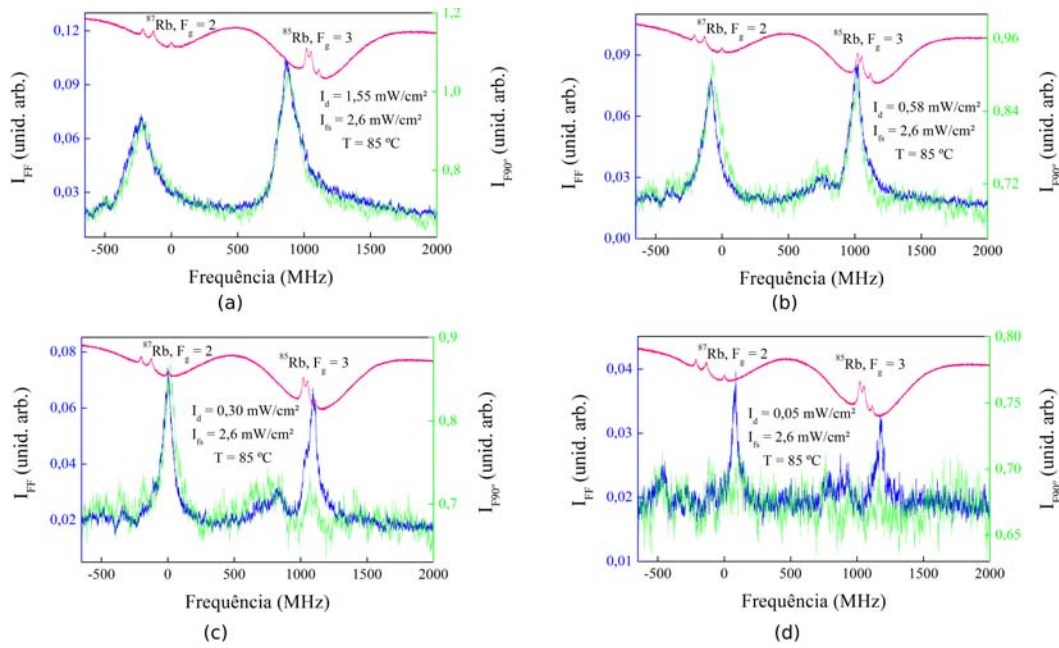


Figura 3.19: Gráficos da dependência do sinal para frente e perpendicular à célula para diferentes intensidades do laser de diodo.

### 3.3.4 Comparação da Largura de Linha do Sinal

A figura 3.20 mostra dois gráficos do sinal  $I_{FF}$  na temperatura fixa  $T = 90^\circ\text{C}$  e com as intensidades  $I_d = 0,23 \text{ mW/cm}^2$  e  $I_{fs} = 3,9 \text{ mW/cm}^2/\text{modo}$ , onde fizemos um ajuste gaussiano em (a) e um ajuste lorentziano em (b). O ajuste lorentziano (figura 3.20b) se ajusta melhor aos dados medidos do que o gaussiano. Iremos então adotar ajustes lorentzianos para as larguras de linha dos sinais medidos. Definimos o parâmetro  $FWHM$  como sendo a largura plena à meia altura do ajuste lorentziano.

Analisamos a dependência da largura plena a meia altura do sinal com a intensidade do laser de diodo e também com a densidade atômica. Na figura 3.21 a temperatura da célula foi mantida fixa em  $T = 80^\circ\text{C}$ . Nesta figura o gráfico 3.21b representa os sinais de fluorescência para uma intensidade do laser de diodo  $I_d = 0,58 \text{ mW/cm}^2$ . Observamos tanto um alargamento por potência como uma diferença na largura de linha dos sinais para frente e a  $90^\circ$ . Esse alargamento é explicado pela alta intensidade do laser de diodo, fazendo com que haja transições de átomos que não estejam em ressonância com a frequência deste

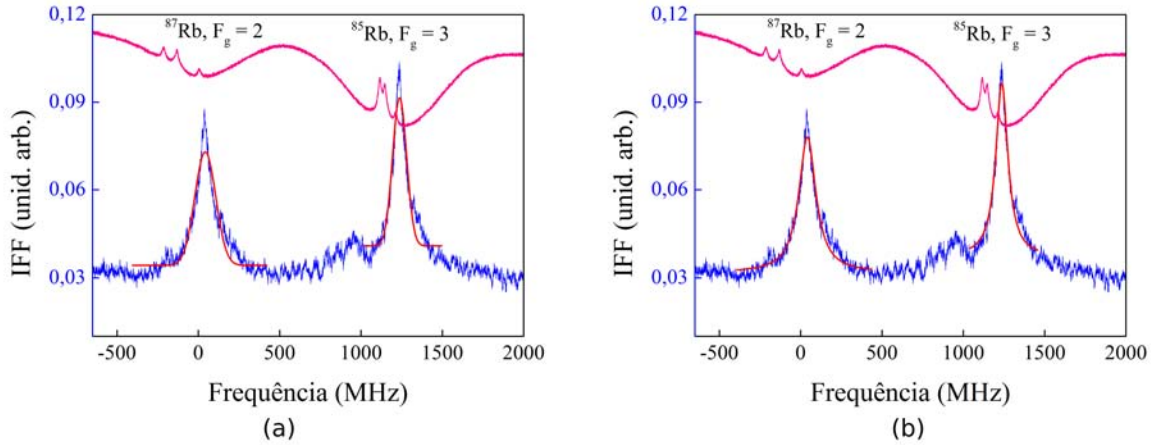
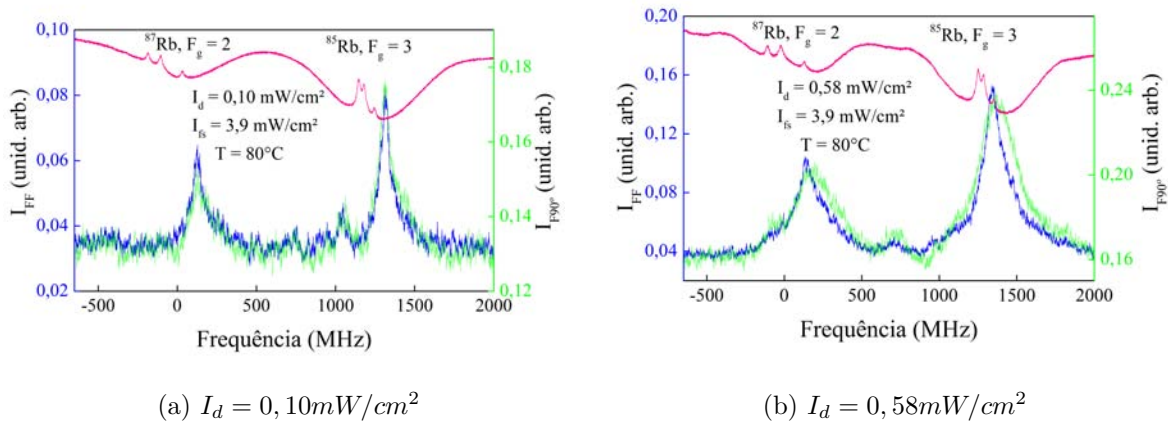


Figura 3.20: Em vermelho ajuste gaussiano 3.20a e lorentziano 3.20b do sinal coletado para frente.

laser, isto é, pelo fato do laser estar tão intenso, alguns átomos próximos da ressonância acabam sendo levados para o nível  $5P$  e em seguida o laser pulsado faz a segunda transição atômica. Este é um fenômeno usual de alargamento por potência, tendo em vista que a curva alarga à medida que outros grupos de átomos fora da ressonância são excitados. Esse tipo de alargamento pode esconder alguns detalhes mais discretos, como vemos na fig. 3.21a para a qual a intensidade do laser de diodo foi reduzida para  $I_d = 0,10 \text{ mW/cm}^2$ . Discutimos na seção 2.1 o alargamento por potência e vimos na figura 2.2 esse efeito, obtido através de cálculos teóricos que podem agora explicar os resultados experimentais observados.



(a)  $I_d = 0,10 \text{ mW/cm}^2$

(b)  $I_d = 0,58 \text{ mW/cm}^2$

Figura 3.21: Alargamento por potência do sinal com a intensidade do laser de diodo.

A figura 3.22 faz uma análise comparativa do sinal para frente e a  $90^\circ$  variando-se a intensidade do laser de diodo, para uma temperatura fixa de  $T = 80^\circ\text{C}$ . Vemos uma maior largura (FWHM) no sinal perpendicular (fig. 3.22) para maiores intensidades do diodo. Atenuando-se a intensidade do laser de diodo, observamos que a FWHM se aproxima bastante nos dois sinais (para frente e a  $90^\circ$ ). Na fig. 3.22a para o  $^{87}\text{Rb}$  e para o  $^{85}\text{Rb}$  temos diferenças de larguras ( $\Delta L$ ) entre os sinais para frente e a  $90^\circ$ :  $^{87}\Delta L = (130 \pm 10)$  MHz e  $^{85}\Delta L = (113 \pm 10)$  MHz, respectivamente. Se observarmos agora a fig. 3.22d para o  $^{87}\text{Rb}$  e para o  $^{85}\text{Rb}$  temos diferenças de larguras ( $\Delta L$ ) entre os sinais para frente e a  $90^\circ$ :  $^{87}\Delta L = (14 \pm 10)$  MHz e  $^{85}\Delta L = (34 \pm 10)$  MHz, respectivamente. Esse resultado nos mostra a aproximação da largura de linha dos sinais quando a intensidade do laser de diodo é reduzida. A barra de erro de  $\pm 10$  MHz é decorrente da configuração dos feixes de lasers copropagantes, o que corresponde a uma largura Doppler efetiva para a transição de dois fótons da ordem de 12 MHz, conforme já foi comentado anteriormente.

Outro processo que também altera a largura de linha dos sinais detectados (para frente e a  $90^\circ$ ) é a alteração da temperatura da célula, ou seja, a mudança na densidade atômica do vapor de rubídio. Para verificar isso, é necessário manter fixas as intensidades dos lasers e variar apenas a temperatura da célula. Observamos na figura 3.23 que a mudança da temperatura nos dá uma resposta semelhante a que obtivemos quando relacionamos a largura de linha do sinal com a intensidade do laser de diodo. O fato de alterarmos a densidade atômica, mantendo fixas as intensidades, ocasiona uma variação na intensidade do laser de diodo devido à absorção do feixe dentro da célula.

Vimos que alterando a densidade atômica e/ou a intensidade do laser de diodo obtemos respostas diferentes entre o sinal para frente e perpendicular à célula, tanto na intensidade do sinal como em sua largura de linha. As curvas da figura 3.23 mostram este fato.

Na figura 3.23a para o  $^{87}\text{Rb}$  e para o  $^{85}\text{Rb}$  temos diferenças de larguras ( $\Delta L$ ) entre os sinais para frente e a  $90^\circ$  de  $^{87}\Delta L = (27 \pm 10)$  MHz e  $^{85}\Delta L = (17 \pm 10)$  MHz, respectivamente. Se observarmos agora a fig. 3.23d para o  $^{87}\text{Rb}$  e para o  $^{85}\text{Rb}$  temos diferenças de larguras ( $\Delta L$ ) entre os sinais para frente e a  $90^\circ$  de  $^{87}\Delta L = (150 \pm 10)$  MHz e  $^{85}\Delta L = (65 \pm 10)$  MHz, respectivamente. Com esses resultados notamos a mudança da largura de linha entre os sinais para frente e a  $90^\circ$ , quando alteramos a temperatura da célula, e conseqüentemente

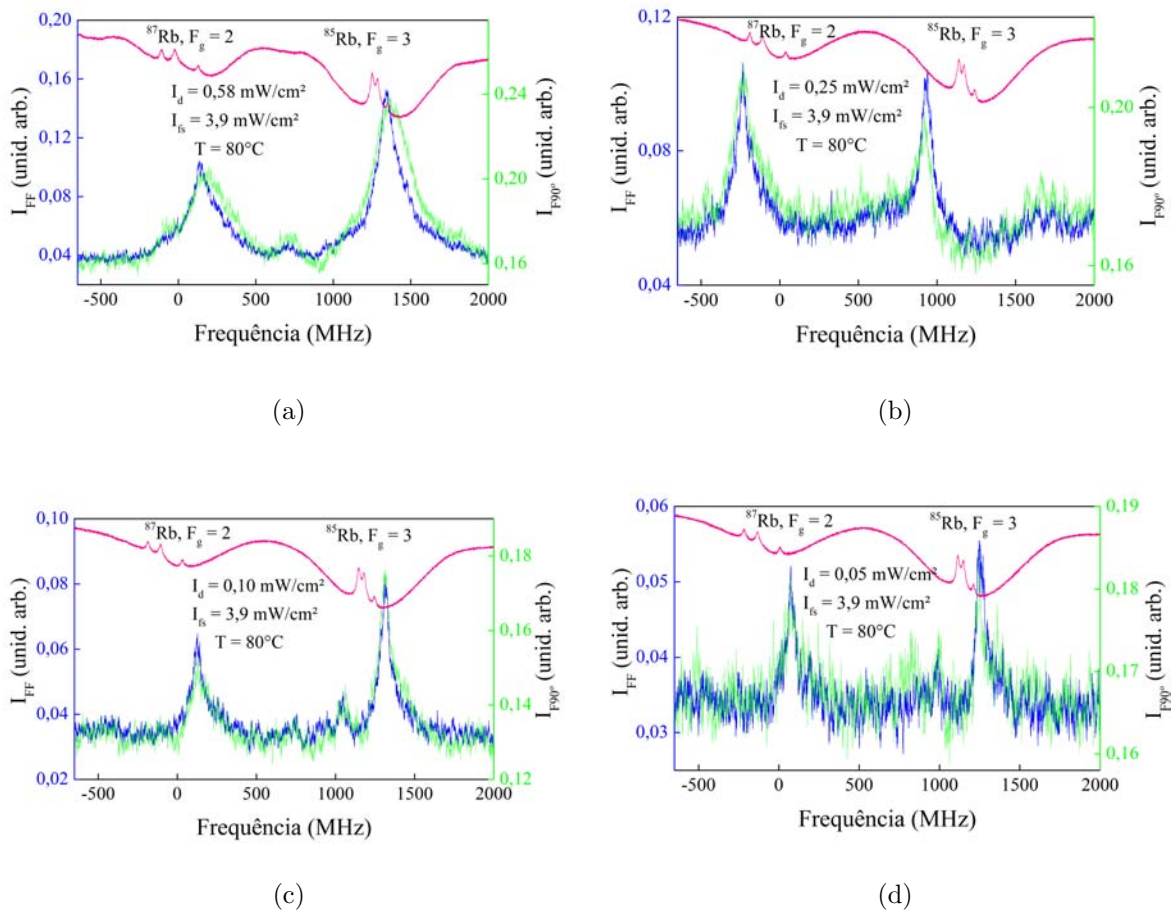


Figura 3.22: Característica da largura de linha do sinal com a intensidade do laser de diodo. As larguras de linha dos sinais se aproximam quando o laser de diodo está menos intenso.

a densidade atômica. Essa diferença é aceitável se pensarmos que, no centro da célula, ao diminuirmos a temperatura mantendo fixo  $I_d$ , a resposta do sinal a  $90^\circ$  irá se aproximar do sinal obtido ao longo de todo o meio atômico.

### 3.3.5 Bombeamento Óptico

Para baixas intensidades do laser de diodo obtivemos resultados sem alargamento por potência em temperaturas específicas. Nestas condições observamos a presença de dois picos fora do intervalo dos modos do pente de frequências, indicando possivelmente um efeito de bombeamento óptico pelo laser de diodo nos sinais de fluorescência detectados nas duas

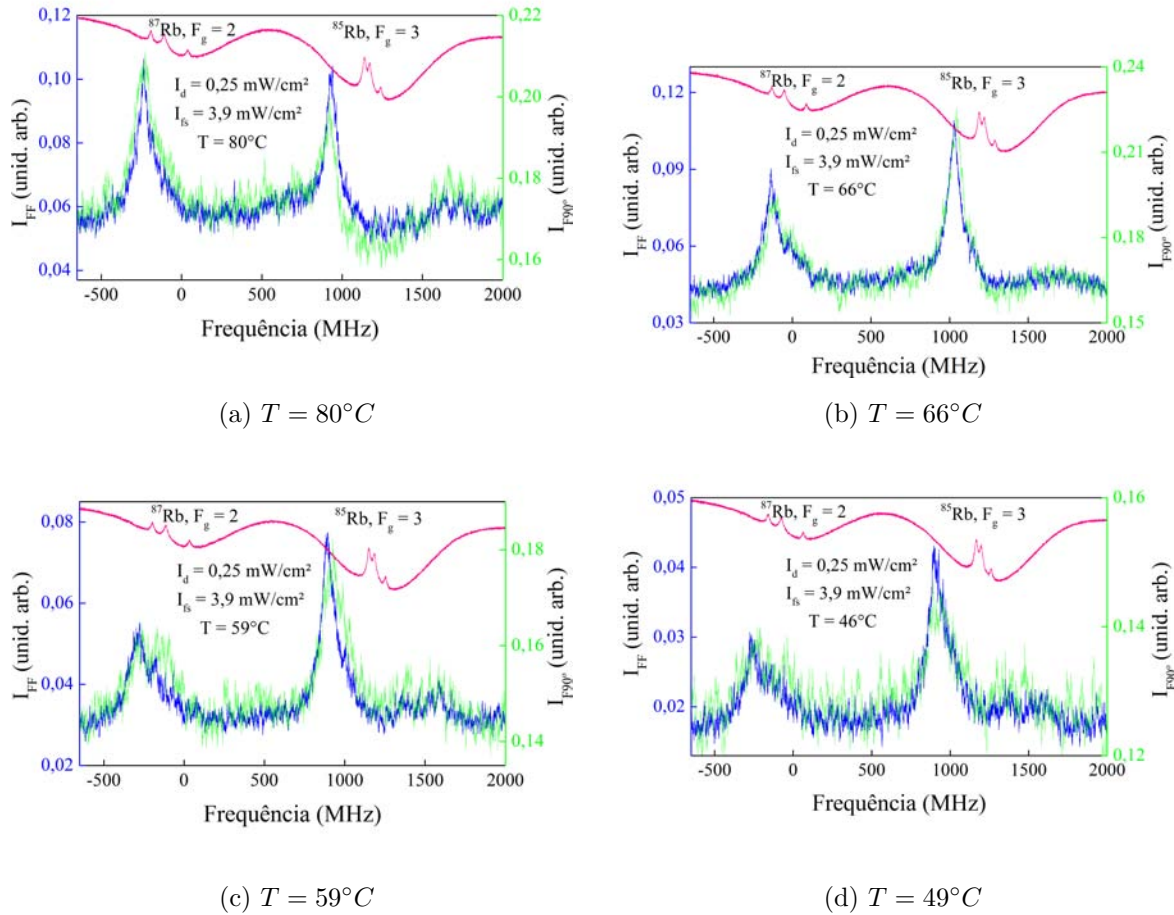


Figura 3.23: Gráficos da dependência da largura do sinal para frente e perpendicular a célula com a temperatura, para uma intensidade fixa  $I_d = 0,25mW/cm^2$ .

direções.

No gráfico (a) da figura 3.24 vemos à esquerda da Doppler  $^{87}Rb_{F_g=2}$  dois pequenos picos invertidos no sinal de fundo, para ambos os sinais de fluorescência. O gráfico (b) é apenas um destaque do (a), contendo apenas o sinal de fluorescência para frente da linha Doppler  $^{87}Rb_{F_g=2}$ . A diferença de frequência entre os dois pequenos picos invertidos no sinal de fundo é da ordem de 157 MHz, o que corresponde exatamente à diferença de frequência entre os subníveis hiperfinos  $^{87}Rb_{F_e=2}$  e  $^{87}Rb_{F_e=1}$  da figura 3.1. Isto é possivelmente um efeito de bombeamento óptico pelo laser de diodo no sistema, ilustrado pela figura 3.25. Podemos entender esse processo de bombeio óptico da seguinte maneira: em algumas situações o laser de diodo pode está ressonante com a transição  $^{87}Rb_{F_g=2}$  para  $^{87}Rb_{F_e=2}$  e não encontrando

um modo do pente de frequências do laser pulsado, decai para o nível  $^{87}\text{Rb}_{F_g=1}$ , diminuindo assim a população do nível ao qual tinha partido ( $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$ ). O mesmo pode ocorrer para situações que o laser de diodo está ressonante com a transição  $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$  para  $^{87}\text{Rb}_{F_e=1}$ , não encontrando um modo do pente de frequências do laser pulsado, acaba decaindo para o nível  $^{87}\text{Rb}_{F_g=1}$ , diminuindo assim a população do nível  $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$ . Esse aumento ou diminuição na população do nível fundamental ( $F_g = 2$ ) ocasiona uma mudança no sinal de fundo detectado. Como vimos antes, o laser pulsado é responsável pelo sinal de fundo, por ser responsável por fazer sozinho a transição de dois fótons direta: de  $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$  para  $^{87}\text{Rb}_{F_e=2}$  na figura 3.25. Neste caso, como o laser de diodo pode ocasionar uma diminuição na população do nível  $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$ , ocorrerá então uma diminuição na escala de fundo do sinal de fluorescência, resultando em picos invertidos e separados exatamente pelo intervalo de frequência (157 MHz) entre os subníveis hiperfinos ( $^{87}\text{Rb}_{F_e=2}$  e  $^{87}\text{Rb}_{F_e=1}$ ).

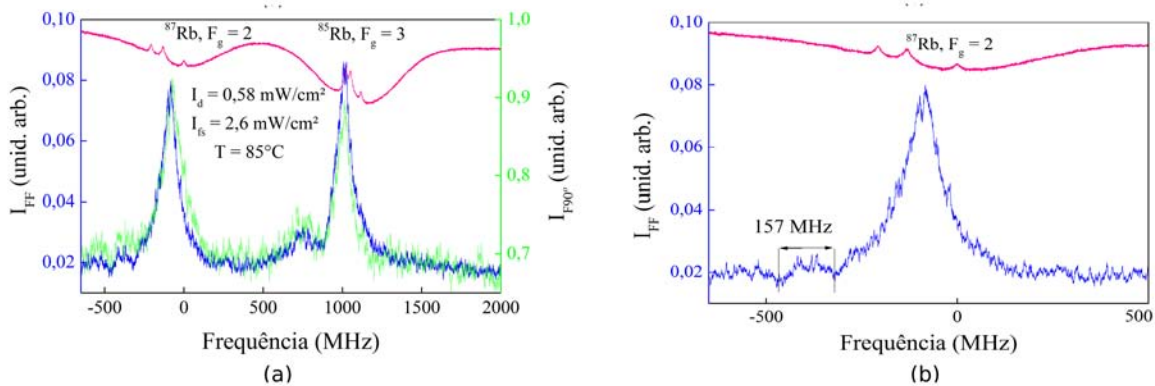


Figura 3.24: Picos de bombeio óptico no  $^{87}\text{Rb}$  com  $\Delta x \approx 157\text{MHz}$ .

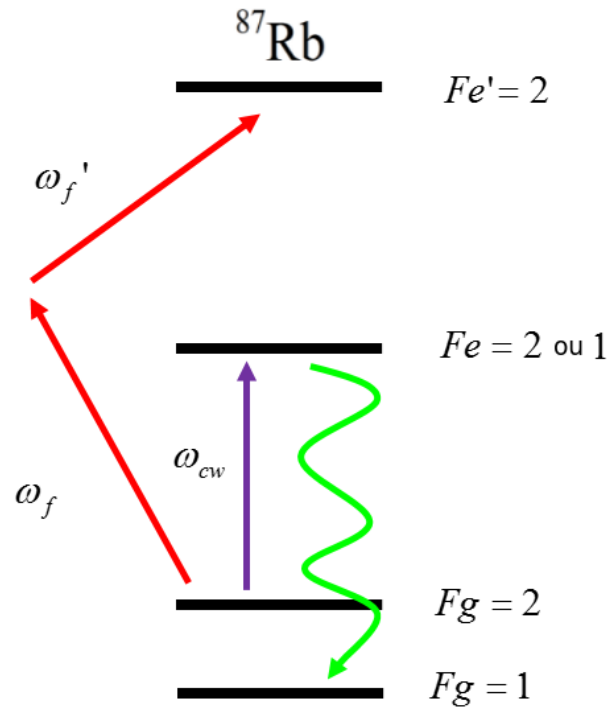


Figura 3.25: Esquema do efeito de bombeio óptico. A frequência  $\omega_{cw}$  corresponde ao laser de diodo, enquanto  $\omega_f$  corresponde a frequência de um modo do laser pulsado, realizando a primeira transição; já  $\omega'_f$  corresponde a frequência de outro modo do laser pulsado, responsável pela segunda transição. A linha ondulada equivale ao decaimento espontâneo, na ausência de um modo do pente de frequência do laser pulsado.

### 3.3.6 Outros Resultados Relacionados

Em outro momento vimos alguns picos fora do intervalo entre os modos do pente de frequências do laser pulsado também no  $^{85}\text{Rb}$ , como pode ser observado na figura 3.26. Como primeira hipótese, suspeitamos de um outro tipo de bombeio óptico no sistema, embora a diferença de frequência entre os picos observados não correspondesse com nenhuma sequência de modos do laser pulsado para o  $^{85}\text{Rb}$ . A diferença de frequência observada ( $\Delta x_3 = 260$  MHz na figura 3.26) também não era compatível com nenhuma das frequências que separam os subníveis hiperfinos do  $^{85}\text{Rb}$  na figura 3.1. A diferença de frequência entre os subníveis hiperfinos  $^{87}\text{Rb}_{F_e=3}$  e  $^{87}\text{Rb}_{F_e=2}$  do outro isótopo é igual a 267,1 MHz. Uma possibilidade para entender esse efeito é supor que ele seja gerado ainda pelas transições no  $^{87}\text{Rb}$ , devido

ao alargamento das linhas Doppler pelo alto aquecimento da célula de rubídio ( $T = 104\text{ }^\circ\text{C}$ ). Como podemos observar na curva 3.26b, a diferença de frequência entre as duas transições cíclicas entre as linhas Doppler  $^{87}\text{Rb}, F_g = 2$  e  $^{85}\text{Rb}, F_g = 3$  vale  $\Delta x_5 = 1210\text{ MHz}$ . Isso corresponde aproximadamente à soma entre a taxa de repetição do laser pulsado (986,5 MHz) e a diferença de frequência (267,1 MHz) entre os subníveis hiperfinos  $F_e = 3$  e  $F_e = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$ . Um outro grupo de velocidades de átomos de rubídio, ainda ressonante com o  $^{87}\text{Rb}$ , contribui para o sinal na região do espectro, próximo das linhas Doppler do  $^{85}\text{Rb}$ . A figura 3.27 mostra picos fora da sequência de modos do pente de frequências do laser pulsado para o  $^{87}\text{Rb}$  na curva (a) e para o  $^{85}\text{Rb}$  na curva (b).

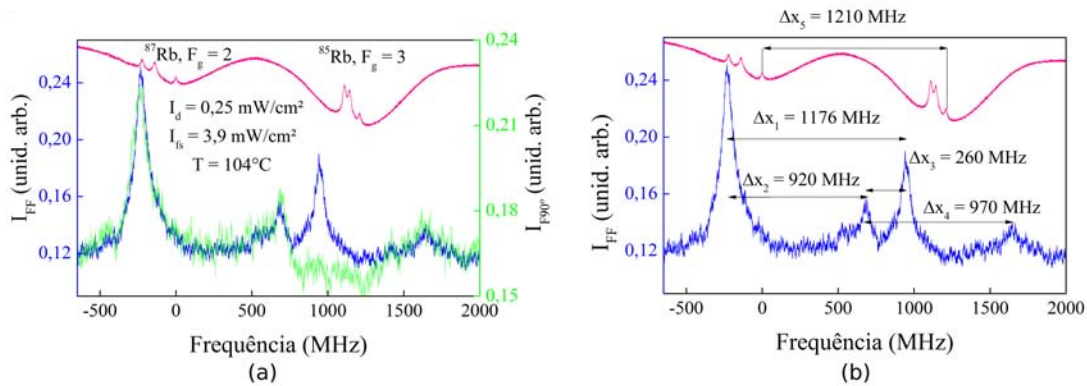


Figura 3.26: Picos no fundo do sinal de fluorescência para o  $^{85}\text{Rb}$ .

A figura 3.28 mostra algumas curvas retiradas da ref. [39] em que a absorção linear do laser de diodo pela célula de rubídio foi estudada em função da temperatura da célula, para as linhas  $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$  e  $^{85}\text{Rb}_{F_g=3}$ . Notamos um alargamento das linhas Doppler conforme aumentamos a temperatura do vapor atômico. Como se observa, conforme aumenta-se a temperatura, primeiro ocorre um aumento da absorção do feixe do laser de diodo por parte dos átomos, e em seguida ocorre um processo de alargamento desta absorção, ao ponto de ambos os picos tenderem ao “overlap” com a elevação da temperatura. Este efeito de alargamento pelo aumento da temperatura e da densidade atômica é devido ao aumento da distribuição de velocidades dos átomos, o que leva a um alargamento das curvas Doppler.



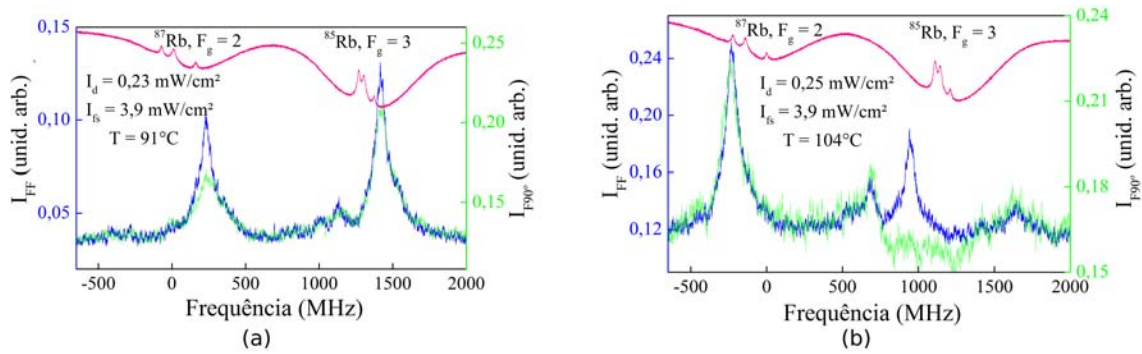


Figura 3.27: Picos no sinal de fluorescência, tanto para o  $^{87}\text{Rb}$  (3.27(a)) como para o  $^{85}\text{Rb}$ (3.27(b)).

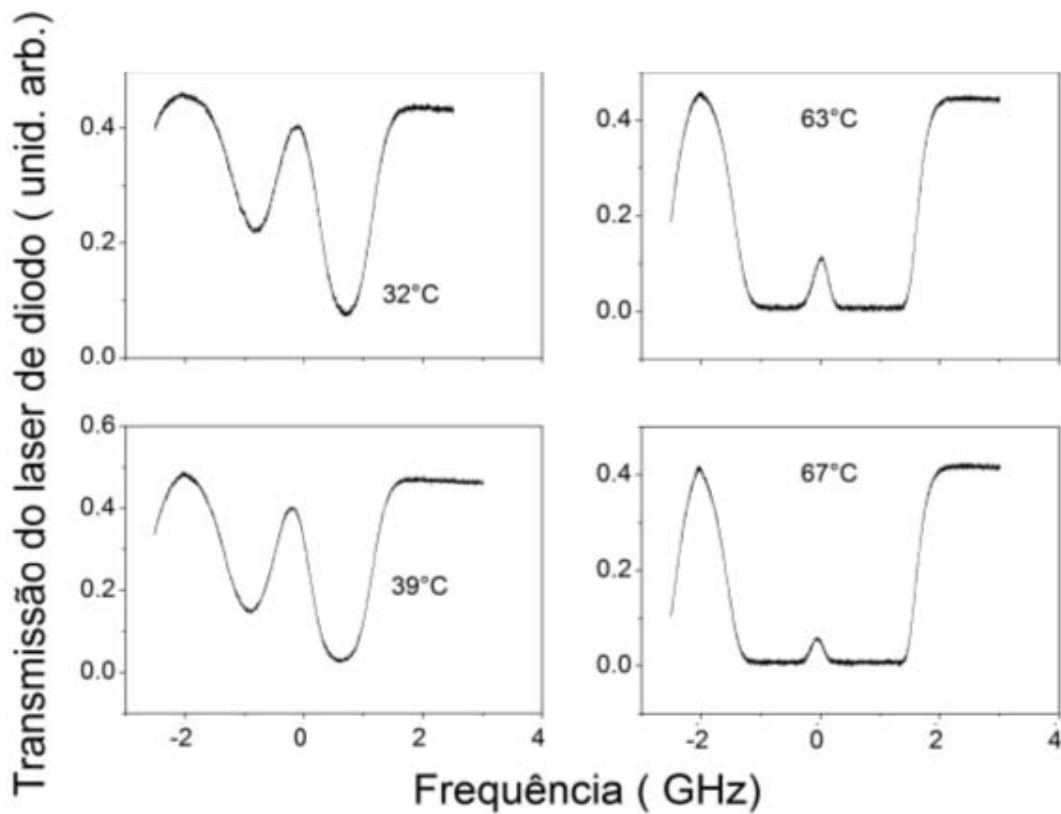


Figura 3.28: Absorção linear variando com a temperatura [39].

# Capítulo 4

## Conclusões e Perspectivas

Nesta dissertação, estudamos a emissão de luz azul gerada pela combinação de um laser de diodo e um laser de Ti:safira, na configuração co-propagante, interagindo com um vapor de rubídio contido em uma célula aquecida. Estudamos a fluorescência ressonante por dois fótons, de forma comparativa, com o sinal coletado nas direções paralela e perpendicular à direção de incidência dos feixes de lasers. Analisamos a dependência dos sinais de fluorescência detectados em função de vários parâmetros do sistema, como a polarização dos sinais em comparação com a polarização dos lasers. Em função da frequência e da intensidade do laser de diodo, o qual fez a primeira transição atômica do sistema, também como função da temperatura e da densidade atômica da amostra de rubídio.

Observamos que, de fato, ambos os sinais detectados (para frente e a  $90^\circ$ ) tratam-se de sinais de fluorescência. As principais diferenças entre os dois sinais coletados ocorrem quando efeitos de saturação e de absorção durante a propagação do sinal gerado ao longo da célula estão presentes. Para situações de pouca absorção (e/ou pouca saturação) os sinais se assemelham bastante em suas formas de linha.

Durante os estudos do espectro de emissão no azul nas duas direções em função da temperatura, mantivemos fixas as intensidades dos lasers em  $I_d = 0,25 \text{ mW/cm}^2$  e  $I_{fs} = 3,9 \text{ mW/cm}^2/\text{modo}$ . Comparando-se o comportamento dos dois sinais gerados, destacamos alguns resultados particulares em condições distintas da densidade atômica. Por exemplo, para temperaturas menores que  $81^\circ\text{C}$  ambos os sinais para as linhas Doppler do  $^{87}\text{Rb}$  eram

menores do que para o  $^{85}\text{Rb}$ . Já para temperatura maiores, na faixa dos  $104^\circ$ , ocorria o inverso, os sinais da Doppler do  $^{87}\text{Rb}$  eram maiores do que para o  $^{85}\text{Rb}$ . Em particular, verificamos um efeito de cancelamento da fluorescência a  $90^\circ$  no  $^{85}\text{Rb}$  em condições de altas temperaturas, o que não ocorreu com o sinal gerado para frente. Efeitos de propagação do sinal gerado para frente e de absorção do feixe de laser de diodo dentro da célula são as possíveis explicações para estas observações experimentais.

Na análise do sinal variando-se a intensidade do laser de diodo, observamos efeitos de alargamento por potência em ambos os sinais detectados para intensidades  $I_d > 0,58$  mW/cm<sup>2</sup>. Para intensidades abaixo desse valor notamos uma diminuição no sinal para a linha Doppler  $^{85}\text{Rb } F_g = 3$ . Isso é nítido em ambas as direções, porém, nossos resultados indicam que, para intensidades menores ou próximas a  $I_d \approx 0,30$  mW/cm<sup>2</sup> não observamos mais o sinal de fluorescência a  $90^\circ$  no  $^{85}\text{Rb}, F_g = 3$ . Isto ocorre provavelmente devido a um efeito de maior absorção do laser de diodo para esse isótopo, antes de chegar ao centro da célula. Esses resultados foram observados para temperaturas da ordem de  $85^\circ\text{C}$  e com a intensidade do laser pulsado fixa em  $I_{fs} = 2,6$  mW/cm<sup>2</sup>/modo.

Quando os efeitos de absorção e de propagação do sinal para frente não era tão intensos (em temperaturas menores ou em altas intensidades  $I_d$  do laser de diodo) as larguras de linha dos dois sinais de fluorescência (para frente e a  $90^\circ$ ) deram resultados bastante próximos.

Observamos ainda efeitos de bombeamento óptico pelo laser de diodo no sistema, contribuindo para diminuir o sinal de fundo com alguns picos invertidos, abaixo da escala de fundo no sinal para o  $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$ . A diferença de frequência observada entre esses picos invertidos (157 MHz) é compatível com a diferença de frequência entre os subníveis hiperfinos  $^{87}\text{Rb}_{F_e=2}$  e  $^{87}\text{Rb}_{F_e=1}$ , indicando um efeito de bombeio óptico devido a uma retirada de população pelo laser de diodo, contribuindo para diminuir o sinal de fundo da fluorescência detectada para o  $^{87}\text{Rb}_{F_e=2}$ . Outro efeito de bombeio óptico foi observado no sistema, correspondendo agora a alguns picos menores no sinal de fundo, localizados para cima, indicando, possivelmente, tratar-se de um outro modo do pente de frequências do laser pulsado, interagindo com outro grupo de velocidade referente ainda ao  $^{87}\text{Rb}_{F_g=2}$ , embora na escala de referência da absorção saturada o sinal se mostrasse próximo da linha Doppler  $^{85}\text{Rb}_{F_g=3}$ .

Como perspectivas de continuidade deste trabalho destacamos alguns possíveis expe-

rimentos que poderiam complementar este trabalho no futuro. Por exemplo, o travamento da taxa de repetição ( $f_R$ ) do laser de femtossegundos de Ti:safira poderia permitir análises mais precisas e a observação da dependência do sinal com a posição do modo do pente de frequência, nas proximidades das transições cíclicas mais intensas. Também seria possível obtermos médias dos sinais com mais varreduras, minimizando assim os ruídos presentes nos sinais de fluorescência. Outra possibilidade seria introduzir um campo magnético externo controlado para analisar a dependência do sinal com o efeito Zeeman, deslocando os subníveis de energia com o campo externo aplicado. Chegamos a montar uma bobina solenóide apropriada para ser usada no interior de um sistema de blindagem ( $\mu$ -metal) de campo magnético para isolar a célula de rubídio do campo magnético terrestre. Essa montagem está pronta e poderá ser usada para dar continuidade às observações experimentais no sistema que estudamos neste trabalho. Outra possibilidade interessante seria colocar o laser de diodo ressonante com a segunda transição atômica (em 776 nm) e acessar a linha  $D_2$  do rubídio com o laser pulsado. Essa inversão do papel dos lasers no processo de absorção de dois fótons permitiria sintonizar o laser na transição superior enquanto um modo do pente de frequências fizesse a primeira transição.

# Referências Bibliográficas

- [1] Nobel Prize. <http://www.nobelprize.org>. Acessado: 10.08.2016.
- [2] T.H. Maiman. Optical and Microwave-optical Experiments in Ruby. *Physical Review Letters*, 4(11):564, 1960.
- [3] A. Einstein. Strahlungs-emission und Absorption Nach der Quantentheorie. *Deutsche Physikalische Gesellschaft*, 18, 1916.
- [4] M.L. Wolbarsht et al. *Laser Applications in Medicine and Biology*, volume 2. Springer, 1971.
- [5] J.B. Bernstein, J-H. Lee, G. Yang, and T.A. Dahmas. Analysis of Laser Metal-cut Energy Process Window. *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, 13(2):228–234, 2000.
- [6] C.J. Foot. *Atomic Physics*, volume 7. Oxford University Press, 2005.
- [7] R. Haubner and M. Rudigier. Raman Characterisation of Diamond Coatings Using Different Laser Wavelengths. *Physics Procedia*, 46:71–78, 2013.
- [8] M. Fleming and A. Mooradian. Spectral Characteristics of External-cavity Controlled Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17(1):44–59, 1981.
- [9] K.B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman. A Narrow-band Tunable Diode Laser System With Grating Feedback, and a Saturated absorption Spectrometer for Cs and Rb. *American Journal of Physics*, 60:1098–1098, 1992.

- 
- [10] M. DiDomenico Jr. Small-signal Analysis of Internal (coupling-type) Modulation of Lasers. *Journal of Applied Physics*, 35(10):2870–2876, 1964.
- [11] S.T. Cundiff and J. Ye. Femtosecond Optical Frequency Comb Technology: Principle, Operation and Application. *Springer, NY, USA*, 2005.
- [12] P.F. Moulton. Spectroscopic and Laser Characteristics of Ti: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. *JOSA B*, 3(1):125–133, 1986.
- [13] M.P. Moreno, G.T. Nogueira, D. Felinto, and S.S. Vianna. Two-photon Transitions Driven by a Combination of Diode and Femtosecond Lasers. *Optics letters*, 37(20):4344–4346, 2012.
- [14] F.A. Lira, M.P. Moreno, and S.S. Vianna. Observing the Optical Frequency Comb in the Blue Fluorescence of Rubidium Vapor. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 48(24):245001, 2015.
- [15] J.E. Bjorkholm and P.F. Liao. Line Shape and Strength of Two-photon Absorption in an Atomic Vapor with a Resonant or Nearly Resonant Intermediate State. *Physical Review A*, 14:751–760, 1976.
- [16] N. Vujičić, T. Ban, G. Kregar, D. Aumiler, and G. Pichler. Velocity-selective Double Resonance in Doppler-broadened Rubidium Vapor. *Physical Review A*, 87:013438, 2013.
- [17] W.C. Magno. Espectroscopia Óptica Não-linear em Sistemas Atômicos Envolvendo Níveis de Rydberg, 2002. Tese de Doutorado (DF-UFPE).
- [18] W. Demtröder. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [19] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2007.
- [20] Steven T Cundiff. Phase Stabilization of Ultrashort Optical Pulses. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 35(8):R43, 2002.
- [21] M.P. Moreno. Excitação Coerente de um Vapor Atômico por Trens de Pulsos ultracurtos e lasers contínuos, 2012. Tese de Doutorado (DF-UFPE).

- [22] D. Felinto, C.A.C Bosco, L.H Acioli, and S.S. Vianna. Coherent Accumulation in Two-level Atoms Excited by a Train of Ultrashort Pulses. *Optics Communications*, 215(1&3):69 – 73, 2003.
- [23] W. Rooijakkers, W. Hogervorst, and W. Vassen. Laser Cooling, Friction, and Diffusion in a Three-level Cascade System. *Physical Review A*, 56(4):3083, 1997.
- [24] R.M. Whitley and C.R. Stroud Jr. Double Optical Resonance. *Physical Review A*, 14(4):1498, 1976.
- [25] D.A. Steck. Rubidium 85 d Line Data. available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.6, 20 September 2013).
- [26] D.A. Steck. Rubidium 87 d Line Data. available online at <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.4, 23 December 2010).
- [27] V. Jacques, B. Hingant, A. Allafort, M. Pigeard, and J-F. Roch. Nonlinear Spectroscopy of Rubidium: an Undergraduate Experiment. *European Journal of Physics*, 30(5):921, 2009.
- [28] C.E. Wieman and L. Hollberg. Using Diode Lasers for Atomic Physics. *Review of Scientific Instruments*, 62(1):1–20, 1991.
- [29] Th.W. Hänsch, M.D. Levenson, and A.L. Schawlow. Complete Hyperfine Structure of a Molecular Iodine Line. *Physical Review Letters*, 26(16):946, 1971.
- [30] H.J. Metcalf and P. Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer-Verlag, 1999.
- [31] G.T. Nogueira. Desenvolvimento de Pentes de Frequências ópticas para Metrologia e Espectroscopia de Precisão, 2007. Tese de Doutorado (UNICAMP).
- [32] G.T. Nogueira and F.C. Cruz. Optical Frequency Comb for High-resolution and Precision Metrology. In *Microwave and Optoelectronics Conference, 2007. IMOC 2007. SBMO/IEEE MTT-S International*, pages 644–647. IEEE, 2007.
- [33] BR Labs. <http://www.br-labs.com/>. Acessado: 10.08.2016.

- [34] Ocean Optics. <http://www.oceanoptics.com/>. Acessado: 10.08.2016.
- [35] J.R. Esmond R.L. Kurucz P.L. Smith, C. Heise. Atomic Spectral Line Database. <http://www.pmp.uni-hannover.de/cgi-bin/ssi/test/kurucz/sekur.html>. Acessado: 10.08.2016.
- [36] NIST Atomic Spectra Database Lines Form. <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
- [37] ThorLabs. <http://www.thorlabs.com/>. Acessado: 10.08.2016.
- [38] A. Gallagher and E.L. Lewis. Determination of The Vapor Pressure of Rubidium by Optical Absorption. *Journal of the Optical Society of America*, 63(7):864–869, Jul 1973.
- [39] J.P. López. Emissão Coerente no Azul Induzida por Lasers de Diodo e de Femtosegundos em Vapor de Rubídio. Tese de Mestrado (DF-UFPE) 2015.