Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Espectroscopia Atômica em uma Armadilha Magneto-Ótica

Rodrigo Alves de Lima

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Martinelli

Dissertação de mestrado apresentada
ao Instituto de Física para a obtenção
do título de Mestre em Ciências

Banca Examinadora:

Prof. Arnaldo Gammal (IFUSP)

Prof. Marcello Martinelli (IFUSP)

Prof. Reinaldo Luiz Cavasso Filho (UFABC)

São Paulo
2011

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Lima, Rodrigo Alves de

Espectroscopia Atômica em uma Armadilha Magneto-Ótica. – São Paulo, 2011.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Depto. de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Martinelli

Área de Concentração: Ótica Quântica

Unitermos: 1. Átomo; 2. Rubídio; 3. Espectroscopia Atômica; 4. Espectroscopia Atômica - Armadilha Magneto-Ótica (MOT)

USP/IF/SBI-034/2011

Agradecimentos

Agradeço primeiramente ao meu orientador, Prof. Dr. Marcelo Martinelli, que acreditou no trabalho e sempre me socorreu nas horas mais desesperadoras.

Ao Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig, pelas discussões sobre o trabalho e sua contribuição principalmente para a apresentação do trabalho.

Ao Paulo Valente pelo apoio, ajuda, descontração e orientação durante todo o trabalho. Sem ele, este trabalho não teria sido possível.

Aos meus pais, Nobuko Alves de Lima e Joaquim Alves de Lima, por toda a dedicação que tiveram em me educar, transmitir valores e me apoiar, não somente durante o mestrado, mas em cada momento da minha vida.

Aos meus irmãos, Adriana, Alexandro e Cristiano, por todo amor e carinho que possuímos uns pelos outros.

A minha mulher, Joelma, que me apoiou desde o nosso namoro até os dias de hoje.

Aos meus amigos e familiares, cujos nomes não citarei aqui, por medo de cometer alguma injustiça ao enumerá-los.

Aos meus amigos e colegas de trabalho: ao Felipe, que me ajudou muito durante a dissertação, seja na coleta de dados, discussão dos resultados ou a própria teoria, ou me socorrendo quando fiquei trancado do lado de fora do laboratório sozinho durante a madrugada; ao Jonatas, que igualmente me socorreu em vários momentos, me motivou a nunca perder a paixão que sinto pela física; ao Antônio, pelas horas descontraídas e por nunca faltar com uma palavra amiga nas horas mais necessárias; ao Hélio, com quem aprendi muito no início do trabalho; ao Clodoaldo, pelas horas descontraídas durante nosso tempo de convívio; ao Fábio, por proporcionar momentos de descontração, mesmo que involuntariamente.

Aos "Juvenais", João, Jonatas e Felipe, por sempre me acolherem de bom grado, fazendo com que me sentisse um "Juvenal", também! Agradeço também ao Hedhio "Grow", por todos os momentos engraçados e amizade.

Ao Eber e a Fran da CPG, que me ajudaram muitas vezes, sempre com muita competência e disposição.

Às secretárias da FEP, Edi e Ivanei, cuja eficiência me ajudou muito durante o trabalho.

Aos meus orientadores na graduação: Profa. Marcia Moutinho, Prof. Antonio Cesar Aguiar Pinto e Luis Humberto da Cunha Andrade. Guardo grande carinho e admiração pelos profissionais e pessoas que são.

À CAPES, pelo fomento, sem o qual eu e muitos outros não teriam condições de desenvolver um trabalho de qualidade.

E finalmente, mas não menos importante, à Deus, a quem não entendo, mas confio. Acredito que sem ele não teria tantas pessoas importantes na minha vida para agradecer neste momento.

RESUMO

Realizamos espectroscopia de transmissão e Raman *pump – probe* das transições hiperfinas $5^2S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}$ em átomos de ^{85}Rb aprisionados numa armadilha magneto-ótica (MOT). A MOT foi montada usando lasers de diodo feitos em nosso laboratório. Os lasers de aprisionamento possuem intensidade da ordem de $I_{\text{max}} = 20\text{mW}/\text{cm}^2$ sobre os átomos e largura de linha de aproximadamente 5MHz . Um laser de rebombeio adicional é usado para manter a população atômica no estado fundamental $F_g = 3$, enquanto bobinas em configuração anti-Helmholtz geram um gradiente de campo magnético com aproximadamente $20\text{G}/\text{cm}$. A análise da fluorescência dos átomos e a estimativa da velocidade durante a expansão livre da nuvem mostrou que, para uma dessintonia próxima de 7MHz entre o campo de aprisionamento e a ressonância atômica, conseguimos aprisionar cerca de 10^8 átomos a uma temperatura em torno de $70\mu\text{K}$. Os espectros de transmissão e Raman *pump – probe* mostraram uma boa resolução das transições hiperfinas $F_g = 3 \rightarrow F_e$ e, no segundo caso, possibilitaram a medida da frequência de Rabi generalizada Ω' relacionada ao efeito do *light-shift* proporcionado pelos feixes de aprisionamento da MOT.

ABSTRACT

We perform transmission spectroscopy and pump-probe Raman spectroscopy of the hyperfine transitions $5^2S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}$ using ^{85}Rb atoms trapped in a magneto optical trap (MOT). The MOT was build using home made diode lasers. The trapping beams have intensity nearly $I_{max} = 20\text{mW}/\text{cm}^2$ on the MOT and have a linewidth of 1 MHz . An additional repumping diode laser is used to keep the atomic population on the $F_g = 3$ ground state and a pair of anti-Helmholtz coils create a magnetic field gradient of $20\text{ G}/\text{cm}$. The fluorescence analysis and the calculation of the atomic velocity on the free expansion of atomic cloud show that, for a detuning of 7 MHz between the trapping laser and the atomic resonance, we are able to trap 10^8 atoms at a $70\text{ }\mu\text{K}$ temperature. The transmission and Raman pump-probe spectra show a good resolution of the hyperfine transitions $F_g = 3 \rightarrow F_e$ and, on the second case, the measurement of the generalized Rabi frequency Ω' connected to the light-shift splitting due the trapping lasers of the MOT.

Sumário

1	Introdução	p. 1
2	Teoria da Ressonância Ótica em Átomos	p. 3
2.1	Ressonância ótica em um átomo de dois níveis	p. 4
2.2	Equações óticas de Bloch para um átomo de dois níveis em regime estacionário	p. 5
2.3	<i>Light Shifts</i>	p. 9
2.4	Transições Raman	p. 10
2.5	Átomo de Rubídio	p. 13
2.6	Transições Raman entre os níveis Zeeman	p. 14
2.7	Transições Raman induzidas pelo recuo do átomo	p. 17
3	Teoria do Resfriamento e Aprisionamento Laser	p. 20
3.1	Força de pressão de radiação em um átomo em repouso	p. 20
3.2	Melaço Ótico	p. 22
3.3	Resfriamento Doppler	p. 22
3.4	Aprisionamento magneto-ótico	p. 25
3.5	Resfriamento Sísifo	p. 27
3.6	Resfriamento Saca Rolha	p. 28
4	Armadilha Magneto-Ótica	p. 30
4.1	Câmara de Vácuo	p. 31
4.2	Bobinas	p. 32
4.3	Lasers	p. 33

4.4	Estabilização da Frequência dos Lasers	p. 35
4.4.1	Estabilização do Laser Mestre e Rebombeio	p. 36
4.4.2	Injeção ótica e estabilização dos lasers escravos.	p. 38
4.4.3	Controle fino da frequência	p. 39
4.5	Controle Eletrônico Automatizado	p. 42
5	Medidas de temperatura e número de átomos aprisionados	p. 44
5.1	Procedimento	p. 44
5.2	Estimativa de Temperatura da Nuvem	p. 47
5.3	Medida do número de átomos	p. 50
6	Espectroscopia dos Átomos Nus	p. 53
6.1	Arranjo Experimental	p. 53
6.2	Procedimento e Análise	p. 56
6.3	Resultados	p. 57
7	Espectroscopia Raman dos Átomos Frios	p. 59
7.1	Arranjo Experimental	p. 59
7.2	Procedimento	p. 60
7.3	Resultados	p. 62
7.4	Análise e discussão dos Resultados	p. 65
8	Conclusões e Perspectivas	p. 68
	Referências Bibliográficas	p. 72

1 *Introdução*

Átomos frios são um meio conveniente para experimentos que estudam a interação da luz com a matéria [4, 16, 29]. Devido a grande redução do alargamento Doppler e a baixa taxa de colisão entre os átomos é possível obter resultados de alta precisão utilizando estudos em espectroscopia neste meio.

Neste contexto, a armadilha magneto-ótica (MOT) tornou-se uma ferramenta padrão para criação de amostras de átomos frios, usando átomos alcalinos e alcalinos terrosos [6]. Associando a força de pressão de radiação e um campo magnético não homogêneo, a força de confinamento gerada por três pares de feixes contra propagantes e um gradiente de campo magnético gerado por um quadrupolo magnético é capaz de confinar um grande número de átomos a temperaturas da ordem de micro-Kelvin.

Em nosso laboratório, usamos uma MOT com átomos de ^{85}Rb para gerar amostras com cerca de 10^8 átomos a temperaturas próximas a $70\mu\text{K}$. Os feixes de aprisionamento são gerados por lasers de diodo sintonizados próximos a linha D_2 (780nm), com largura espectral na ordem de 8MHz e potência de saída próximas a 10mW . O quadrupolo magnético é gerado por bobinas em configuração anti-Helmholtz, capazes de gerar um gradiente de campo magnético de aproximadamente 20 Gauss/cm ao longo do eixo de simetria das bobinas.

O objetivo principal deste trabalho foi realizar a espectroscopia da nuvem de átomos frios através de duas técnicas: a espectroscopia Raman *pump – probe*, através da interação simultânea dos átomos com os campos de aprisionamento atuando como bombeio (*pump*) e um feixe externo de baixa intensidade (*probe*); e a espectroscopia dos átomos “nus”, que envolve o desligamento dos campos de aprisionamento (óticos e magnético) durante a varredura em frequência. Utilizando o controle eletrônico do carregamento da MOT e da frequência emitida por um laser de cavidade externa adicional conseguimos realizar a varredura em frequência das transições $5^2S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F_e)$ durante o tempo de expansão livre dos átomos da MOT.

O estudo da espectroscopia dos átomos frios possibilita o diagnóstico da nuvem sem a necessidade do desligamento dos campos de aprisionamento, ocorrendo de forma não destrui-

tiva. Futuramente, estas técnicas poderão ser usadas para a caracterização da temperatura dos átomos e para o estudo de fenômenos de ótica não linear em átomos frios, como a transparência eletromagneticamente induzida (EIT - *Eletromagnetic Induced Transparency*) [12].

O trabalho foi organizado de forma que os capítulos 2 e 3 contenham a base teórica utilizada na interpretação dos fenômenos apresentados. No capítulo 2, apresentamos a interação de um átomo quantizado com um campo eletromagnético próximo a ressonância [1, 23]. A evolução temporal do sistema para um estado estacionário foi calculada utilizando o formalismo de matriz densidade e aproximação de onda girante, primeiramente, o átomo é aproximado para um sistema de dois níveis e depois generalizado para um átomo real considerando as interações baseadas na adição de momento angular [1, 23, 27]. Apresentamos também o efeito de *light shift* [23, 27] induzido aos níveis de energia do átomo devido a interação com o campo. Com base nesses dois efeitos, calculamos também o espectro esperado da espectroscopia Raman para as transições hiperfinas partindo de $F_g = 3$ [4, 17, 23, 27].

O terceiro capítulo apresenta os princípios físicos do aprisionamento magneto-ótico [6, 24]. Utilizando os resultados do capítulo 1, calculamos a força de pressão de radiação através do Teorema de Ehrenfest [8]. A força de resfriamento é calculada considerando o desvio Doppler da frequência de dois feixes contra propagantes no referencial atômico. Os processos de resfriamento sub-Doppler também foram discutidos de maneira qualitativa, apenas com o objetivo de apresentar os princípios físicos envolvidos nesses processos [10].

A montagem da armadilha magneto-ótica é descrita no capítulo 4 e a caracterização da nuvem e a estimativa do número de átomos e da temperatura é feita no capítulo 5. Os capítulos 6 e 7 apresentam a montagem e os resultados obtidos pela espectroscopia dos átomos nus e da espectroscopia Raman *pump – probe*.

Por fim, o capítulo 8 apresenta as considerações finais e perspectivas. Aqui, discutimos as principais questões deixadas pela pesquisa e os principais resultados. Também propomos um novo arranjo experimental para ser usado na caracterização não destrutiva dos átomos frios, baseada no artigo de Brzozowski *et.al.* [4]

2 *Teoria da Ressonância Ótica em Átomos*

Neste capítulo iremos descrever os princípios teóricos da interação de um átomo quantizado com um campo eletromagnético ressonante. A abordagem deste assunto tem como objetivo facilitar a compreensão dos fenômenos investigados e na interpretação dos resultados experimentais, sendo que uma abordagem mais completa pode ser encontrada nas referências [1, 7, 8, 23].

Na primeira seção iremos introduzir o assunto discutindo a interação do dipolo elétrico $\vec{d}$ de um sistema de dois níveis quantizados com um campo eletromagnético clássico cuja frequência está próxima a ressonância do sistema. Usando o formalismo de matriz densidade, iremos calcular a evolução deste sistema para um regime estacionário através das equações óticas de Bloch na seção 2.2. Ainda nessa seção, serão apresentados efeitos de saturação da transição devido a intensidade do campo.

Veremos também como o campo eletromagnético pode deslocar os níveis internos de energia do átomo, provocando a separação dos níveis internos de energia não perturbados em estados vestidos. O cálculo do desvio em frequência provocado pelo campo, conhecido com light shift, é apresentado na seção 2.3 e seu resultado é generalizado para um átomo alcalino (Rubídio) na seção 2.5.

Na seção 2.3, iremos apresentar o resultado da interação simultânea do sistema de dois níveis com dois campos eletromagnéticos de frequências próximas. As transições Raman para um sistema de dois níveis são discutidas propondo que uma campo intenso *pump* provoque o efeito de light-shift, enquanto um campo de baixa intensidade *probe* varia em frequência. Os efeitos para um átomo real são discutidos nas seções 1.6 e 1.7.

2.1 Ressonância ótica em um átomo de dois níveis

A análise de um sistema de dois níveis interagindo com um campo próximo à ressonância é a forma mais simples de descrever átomos interagindo com a radiação incidente [1]. Neste capítulo vamos realizar o tratamento semi-clássico desta interação, considerando que um átomo quantizado está na presença de uma radiação monocromática cujo campo elétrico pode ser escrito na forma de onda plana [3, 20] ¹

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \left(\frac{e^{i\beta} + e^{-i\beta}}{2} \right). \quad (2.1)$$

Onde $\vec{E}_0$ descreve a amplitude e polarização do campo e $\beta = \omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}$ é a fase do campo. Aqui ω é a frequência angular do laser e $\vec{k}$, seu vetor de onda.

Esse campo elétrico oscilante acopla-se aos níveis internos de energia de um átomo em repouso através do momento de dipolo elétrico atômico $\vec{d}$. Este acoplamento será descrito pelo Hamiltoniano de interação dependente do tempo [1, 7, 23]

$$V(t) = -\vec{d} \cdot \vec{E}. \quad (2.2)$$

Considerando que o átomo seja um sistema de dois níveis, os níveis internos de energia serão descritos através de um Hamiltoniano independente do tempo H_0 . Os auto-estados de H_0 descrevem ao nível fundamental $|g\rangle$ e excitado $|e\rangle$, possuindo auto-energias

$$H_0|g\rangle = \hbar\omega_g|g\rangle, \quad (2.3a)$$

$$H_0|e\rangle = \hbar\omega_e|e\rangle. \quad (2.3b)$$

Podemos definir $\omega_0 = \omega_e - \omega_g$ como a frequência de transição entre os estados $|g\rangle$ e $|e\rangle$. Estes estados satisfazem as relações de ortonormalidade ($\langle g|e\rangle = 0$ e $\langle g|g\rangle = \langle e|e\rangle = 1$) e completeza ($|g\rangle\langle g| + |e\rangle\langle e| = \mathbb{1}$) e permitem que o Hamiltoniano $V(t)$ seja escrito nesta base. Usando a paridade do observável $\vec{d}$, os elementos da diagonal principal são nulos $\vec{d}_{gg} = \vec{d}_{ee} = 0$ e $\vec{d}_{eg} = \langle g|\vec{d}|e\rangle = \langle e|\vec{d}|g\rangle$ [25].

$$V(t) = -\frac{\vec{d}_{eg} \cdot \vec{E}_0}{2} \left(e^{i\beta}|e\rangle\langle g| + e^{-i\beta}|g\rangle\langle e| + e^{-i\beta}|e\rangle\langle g| + e^{i\beta}|g\rangle\langle e| \right). \quad (2.4)$$

Os termos $|e\rangle\langle g|$ e $|g\rangle\langle e|$ atuam, respectivamente, como operadores de “levantamento” e

¹Mais precisamente, estamos descrevendo a interação do átomo com um campo “macroscópico”, como a radiação emitida por um laser onde $\vec{E}$ representa seu campo elétrico.

“abaixamento” entre os níveis internos de energia do átomo. Na forma que escrevemos o Hamiltoniano de interação 2.4, as exponenciais $e^{-i\omega t}$ e $e^{i\omega t}$ são relacionadas, respectivamente, com processos de absorção de um fóton e emissão de um fóton [7]. Desta forma, termos proporcionais a $e^{-i\omega t}|e\rangle\langle g|$ e $e^{i\omega t}|g\rangle\langle e|$ são relacionados com a absorção de um fóton na passagem de $|g\rangle$ para $|e\rangle$ e na emissão de um fóton ao passar de $|e\rangle$ para $|g\rangle$. Esses processos são ressonantes quando $\omega \approx \omega_0$ e muito mais importantes do que processos anti-ressonantes dados pelos termos proporcionais a $e^{i\omega t}|e\rangle\langle g|$ e $e^{-i\omega t}|g\rangle\langle e|$, respectivamente relacionados com a emissão de um fóton durante a excitação atômica e com a absorção de um fóton no decaimento de $|e\rangle$ para $|g\rangle$.

Definindo a frequência de Rabi $\Omega \equiv \frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_0}{\hbar}$ [23]² e realizando a aproximação de onda girante³, que consiste em desprezar os termos anti-ressonantes em 2.4, temos

$$V = -\frac{\hbar\Omega}{2} \left(e^{-i\beta}|e\rangle\langle g| + e^{i\beta}|g\rangle\langle e| \right). \quad (2.5)$$

Nas próximas seções iremos usar a expressão 2.5 para encontrar a evolução de um sistema atômico considerando as transições entre os níveis internos de energia do átomo em um regime estacionário. Também será considerado o efeito do campo sobre as auto-energias do Hamiltoniano total, onde de maneira bem simples a correção nos auto-valores de H será estendida para um átomo que apresenta sub-níveis Zeeman em sua estrutura interna.

2.2 Equações óticas de Bloch para um átomo de dois níveis em regime estacionário

A evolução de um sistema atômico sob influência do potencial descrito em 2.5 é encontrada utilizando a equação de Von Neumann [14] para a matriz densidade do sistema

$$i\hbar\dot{\rho} = [H, \rho]. \quad (2.6)$$

Onde $H = H_0 - \frac{\hbar\Omega}{2}(e^{-i\beta}|e\rangle\langle g| + e^{i\beta}|g\rangle\langle e|)$ e ρ pode ser escrita em termos dos auto-estados de H_0 como

$$\rho = \rho_{ee}|e\rangle\langle e| + \rho_{eg}|e\rangle\langle g| + \rho_{eg}^*|g\rangle\langle e| + \rho_{gg}|g\rangle\langle g|. \quad (2.7)$$

Os termos da diagonal principal de 2.7 representam a probabilidade do átomo se encontrar no estado excitado (ρ_{ee}) ou no estado fundamental (ρ_{gg}), enquanto os termos fora da diagonal são

² $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, onde h é a constante de Planck.

³em inglês RWA - Rotating Wave Approximation [1, 7, 23]

chamados de coerências.

A partir de 2.6, encontramos um sistema de equações diferenciais acopladas ⁴:

$$\dot{\rho}_{ee} = \Omega \text{Im}\{\rho_{eg} e^{i\beta}\} \quad (2.8a)$$

$$\dot{\rho}_{gg} = -\Omega \text{Im}\{\rho_{eg} e^{i\beta}\} \quad (2.8b)$$

$$\dot{\rho}_{eg} = -i\omega_0 \rho_{eg} - i\frac{\Omega}{2} e^{i\beta} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) \quad (2.8c)$$

Até agora, não levamos em consideração aspectos relacionados ao decaimento espontâneo. Assim, de maneira ad-hoc a taxa de decaimento do estado excitado Γ é incluída nas equações (2.8) formando um grupo de equações diferenciais acopladas chamadas de equações óticas de Bloch, em analogia às equações de Bloch para a ressonância magnética [1, 7, 23]:

$$\dot{\rho}_{ee} = \Omega \text{Im}\{\rho_{eg} e^{i\beta}\} - \Gamma \rho_{ee} \quad (2.9a)$$

$$\dot{\rho}_{gg} = -\Omega \text{Im}\{\rho_{eg} e^{i\beta}\} + \Gamma \rho_{ee} \quad (2.9b)$$

$$\dot{\rho}_{eg} = -i\omega_0 \rho_{eg} - i\frac{\Omega}{2} e^{i\beta} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \frac{\Gamma}{2} \quad (2.9c)$$

A solução para este sistema de equações é encontrada realizando uma mudança de variáveis usando os vetores de Bloch [7, 23],

$$s_1 = \text{Re}\{\rho_{eg} e^{i\beta}\}, \quad (2.10a)$$

$$s_2 = \text{Im}\{\rho_{eg} e^{i\beta}\}, \quad (2.10b)$$

$$s_3 = \frac{1}{2}(\rho_{ee} - \rho_{gg}) = \rho_{ee} - \frac{1}{2}. \quad (2.10c)$$

Diferenciando 2.10 e usando o conjunto de equações 2.9, obtemos um conjunto de equações diferenciais para os vetores de Bloch.

$$\dot{s}_1 = -\frac{\Gamma}{2} s_1 + \delta s_2, \quad (2.11a)$$

$$\dot{s}_2 = -\delta s_1 - \frac{\Gamma}{2} s_2 - \Omega s_3, \quad (2.11b)$$

$$\dot{s}_3 = \Omega s_2 - \Gamma s_3 - \frac{\Gamma}{2}. \quad (2.11c)$$

⁴Aqui, $\text{Im}\{z\}$ e $\text{Re}\{z\}$ denotam respectivamente a parte imaginária e real de uma grandeza complexa z

onde $\delta = \omega - \omega_0$ é a dessintonia entre a frequência de transição atômica e a frequência do laser.

Usando 2.10 e 2.11 encontramos as soluções para o regime estacionário $\dot{s} = 0$

$$s_1 = \frac{\delta}{2} \frac{\Omega}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} = \text{Re}\{\rho_{eg}e^{i\beta}\}, \quad (2.12a)$$

$$s_2 = \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} = \text{Im}\{\rho_{eg}e^{i\beta}\}, \quad (2.12b)$$

$$s_3 + \frac{1}{2} = \frac{\Omega}{2} \frac{\Omega/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} = \rho_{ee}. \quad (2.12c)$$

Nestas equações s_2 e ρ_{ee} variam de acordo com a dessintonia $\delta = \omega - \omega_0$, se comportando como uma curva de absorção (lorentziana) centrada em $\delta = 0$ e com largura a meia altura (FWHM - full width at half maximum) $\Gamma' = [\Omega^2/2 + \Gamma^2/4]^{1/2}$. Por outro lado, s_1 varia como uma curva de dispersão, como pode ser visto na figura 2.1(a).

Se δ é fixada, podemos analisar outro comportamento das funções 2.12 variando a frequência de Rabi Ω . Neste caso, conforme Ω aumenta, s_1 e s_2 variam quase linearmente até alcançar um valor máximo, a partir do qual começam a tender a zero para grandes valores de Ω . Enquanto isso, a probabilidade do átomo ser encontrado no estado excitado cresce assintoticamente até chegar a um valor limite igual a $\frac{1}{2}$, indicando que para grandes valores de Ω a transição é “saturada” (figura 2.1(b)) e as populações estão distribuídas igualmente entre os estados excitado e fundamental.

Figura 2.1: (a) Dispersão (linha vermelha) e Absorção (linha verde) para um átomo de dois níveis. (b) Efeito de saturação das populações para o estado excitado e queda da absorção após rapidamente atingir valor máximo. (c) Alargamento da largura de transição devido a potência incidente

Para melhor compreender este efeito, as soluções 2.12 usualmente são escritas em termos

de uma função conhecida como *parâmetro de saturação*, que representa o grau de saturação da transição, dada por

$$s_0 \equiv \frac{I}{I_s} = 2 \frac{|\Omega|^2}{\Gamma^2}. \quad (2.13)$$

Aqui, I representa a intensidade de radiação incidente, enquanto I_s é a intensidade de saturação da transição [23],

$$I_s \equiv \frac{\pi \hbar c}{3 \lambda^3 \tau}, \quad (2.14)$$

onde τ é o tempo de vida do átomo no estado excitado e λ é o comprimento de onda da transição⁵. A expressão 2.14 é obtida pela substituição da intensidade do campo dada pelo módulo do vetor de Poynting $I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2$ e pela expansão da frequência de Rabi Ω pelo elemento de dipolo $\langle F=4 | e r | F=3 \rangle$. Este cálculo pode ser encontrado em detalhes nas referências [23, 28].

Usando 2.13, a probabilidade do átomo estar em um estado excitado é dada pela expressão

$$\rho_{ee} = \frac{s_0/2}{1 + s_0 + \left(2 \frac{\delta}{\Gamma}\right)^2}, \quad (2.15)$$

que para $s_0 \gg 1$, seu valor se aproxima de $\frac{1}{2}$. Sabendo que a população do estado excitado decai para o estado fundamental a uma taxa Γ , e que em um regime estacionário as taxas de decaimento espontâneo e de excitação são iguais, podemos afirmar que a taxa total de espalhamento radiativo será dado por [23]

$$\Gamma_{sc} = \Gamma \rho_{ee} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2 \frac{\delta}{\Gamma}\right)^2}. \quad (2.16)$$

Como podemos observar pela figura 2.1(c), a população no estado excitado é baixa quando temos um parâmetro de saturação baixo, indicando que quase toda a população ainda se encontra no estado fundamental. No entanto, a intensidades muito altas, percebemos que a curva de absorção sofre um alargamento devido a grande potência da radiação incidente, com largura de linha $\Gamma' = \Gamma \sqrt{1 + s_0}$.

⁵ c é a velocidade da luz no vácuo.

2.3 Light Shifts

Nas seções anteriores, vimos como a presença da radiação em um átomo de dois níveis é capaz de provocar transições entre os estados $|g\rangle$ e $|e\rangle$ e calculamos a dinâmica das populações em um regime estacionário. No entanto, este não é o único efeito provocado pelo campo sobre os estados.

Como podemos perceber, o Hamiltoniano total $H = H_0 + V$, onde V é dado por 2.5, quando escrito em termos dos auto-estados de H_0 apresenta termos fora da diagonal principal. Assim, os auto-estados de H_0 não são mais os auto-estados do Hamiltoniano total, o que sugere também uma modificação nas auto-energias de H .

Partindo de um estado genérico $|\Psi\rangle = a_g(t)|g\rangle + a_e(t)|e\rangle$, onde $a_g(t)$ e $a_e(t)$ são coeficientes dependentes do tempo, podemos escrever através da equação de Schrödinger [25],

$$i\hbar\partial_t|\Psi\rangle = H|\Psi\rangle, \quad (2.17)$$

um sistema de equações para $a_g(t)$ e $a_e(t)$. Expandindo 2.17 em termos de $|g\rangle$ e $|e\rangle$ ⁶

$$i\hbar\dot{a}_g(t) = \hbar\omega_g a_g(t) - \frac{\hbar\Omega}{2}e^{i\omega t}, \quad (2.18a)$$

$$i\hbar\dot{a}_e(t) = \hbar\omega_e a_e(t) - \frac{\hbar\Omega}{2}e^{i\omega t}. \quad (2.18b)$$

Com a finalidade de simplificar os cálculos, subtraímos uma constante do Hamiltoniano. de forma que $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_e$ e $\hbar\omega_g = 0$. Realizando uma mudança de variáveis onde [23]

$$a_g(t) = c_g(t) \quad (2.19a)$$

$$a_e(t) = c_e(t)e^{i\omega t} \quad (2.19b)$$

o sistema de equações (2.18) pode ser escrito como

$$i\hbar\dot{c}_g = -\frac{\hbar\Omega}{2}c_e, \quad (2.20a)$$

$$i\hbar\dot{c}_e = \hbar\delta - \frac{\hbar\Omega}{2}c_g. \quad (2.20b)$$

⁶Por simplicidade dos cálculos adotamos que o átomo se encontra na origem do sistema de coordenadas, de forma que $\vec{r} = 0$.

O sistema (2.20) pode ser escrito na forma de uma equação matricial,

$$i\hbar \begin{pmatrix} \dot{c}_g \\ \dot{c}_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\hbar\Omega}{2} \\ -\frac{\hbar\Omega}{2} & \hbar\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_g \\ c_e \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

que ao ser comparado com (2.17), identificamos o Hamiltoniano na aproximação de onda girante em sua forma matricial como sendo a matriz quadrada no lado direito de (2.21). Para encontrar as correções nas auto-energias de H , basta resolver a equação secular $\det[H - E_{ls}\mathbb{1}] = 0$ [25], onde E_{ls} são as correções para as auto-energias devido ao campo [23].

$$E_{ls\pm} = \frac{\hbar}{2} \left(\delta \pm \sqrt{\delta^2 + \Omega^2} \right). \quad (2.22)$$

Usando (2.13) em (2.22), encontramos o desvio em frequência em termos da intensidade do laser I .

$$\delta_{ls} = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{\delta}{\Gamma} \pm \sqrt{\left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2 + \frac{I}{2I_s}} \right). \quad (2.23)$$

Este desvio em frequência devido à presença do campo é chamado de *light-shift*, também conhecido como efeito Stark A.C. [25]. Como podemos observar pela equação (2.22), tanto o estado excitado, quanto o estado fundamental, são quebrados em dois novos estados, separados por $\Omega' = \sqrt{\delta^2 + \Omega^2}$ (2.2(a)), onde Ω' é a frequência de Rabi Generalizada [1, 7, 23].⁷

2.4 Transições Raman

Em um experimento de espectroscopia Raman *pump-probe*, usamos um laser de frequência fixa ω_{pump} enquanto outro laser varre frequências próximas $\omega_{probe} = \omega_{pump} \pm \delta_{pr}$ [11]. O resultado da interação simultânea do átomo com os campos *pump* e *probe* gera um processo de dois fótons, onde transições Raman podem ocorrer entre dois estados $|1\rangle$ e $|2\rangle$ através de um terceiro nível $|v\rangle$, quando $\delta_{pr} \approx \omega_0$, onde ω_0 a separação em frequência entre $|1\rangle$ e $|2\rangle$.

O processo ocorre mesmo que $|v\rangle$ seja um estado virtual, bastando que $\omega_2 - \omega_1 = \omega_0$ para que exista a ressonância (Figura 2.3(a)). A direção da transição, de $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ ou $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$, e a amplitude do processo é dependente da diferença de população entre os estados, sendo que a transição do estado mais populoso se torna a mais importante [4].

A ressonância Raman entre os feixes ω_{probe} e ω_{pump} irá ocorrer em duas regiões distintas.

⁷Estes novos estados são os novos auto-estados de H , representando os estados gerados pela interação do átomo com o campo, por este motivo são chamados de estados vestidos [7, 23]

Figura 2.2: (a) Átomo de dois níveis vestido por fótons de um campo monocromático de frequência ω , com dessintonia δ abaixo da frequência de transição ω_0 . Os estados vestidos são separados pela frequência de Rabi generalizada Ω' , dando origem a três possibilidades de ressonância: $\omega + \Omega'$, ω , $\omega - \Omega'$. (b) *Light-Shift* dos estados em função da dessintonia entre o campo e a ressonância entre os estados. A intensidade considerada para o laser foi de $I = 2I_s$. (c) *Light-shift* dos estados em função da intensidade do laser. A dessintonia entre o campo a ressonância atômica foi considerada fixa em $\delta = \Gamma = 1$.

Quando $\omega_{probe} < \omega_{pump}$ (Figura 2.3(b)) podemos identificar que, sendo o estado $|2\rangle$ o estado mais populoso e de menor energia, ω_{pump} estará mais próximo a ressonância, promovendo uma transição para o nível $|v\rangle$, de onde poderá decair para $|1\rangle$ via emissão estimulada de um fóton com ω_{probe} . Este processo dá origem a uma atenuação do feixe com *pump* e uma respectiva amplificação do feixe *probe*, sendo máximo quando $\omega_{pump} - \omega_{probe} = \omega_0$. Quando a situação inversa ocorre (Figura 2.3(c)), o feixe com ω_{probe} estará mais próximo à ressonância, tendo maior probabilidade de promover a transição para o nível $|v\rangle$ e poderá haver a emissão estimulada de um fóton com frequência ω_{pump} . Nesta situação, o feixe *probe* sofre atenuação, enquanto o feixe *pump* será amplificado com máximo em $\omega_{probe} - \omega_{pump} = \omega_0$. Quando $\omega_{pump} = \omega_{probe}$, a probabilidade de absorção e emissão estimulada entre os feixes possuem a mesma intensidade. Desta forma, não haverá a absorção nem amplificação nos feixes.

Um modelo simples da transmissão do feixe *probe* para um átomo que se move com uma determinada velocidade $\vec{v}$ seria a soma das lorentzianas equivalentes a absorção e ganho no

Figura 2.3: (a) Transições Raman entre os níveis $|1\rangle$ e $|2\rangle$ pela interação de campos com frequências ω_1 e ω_2 que satisfaçam a condição $\omega_0 = |\omega_2 - \omega_1|$. Quando fixamos a frequência do feixe *pump* e realizamos uma varredura com a frequência do feixe *probe* processos de ganho e absorção podem ser explicados devido as transições Raman ocorrendo em (b) e (c). (d) Aspecto esperado das transições Raman descritas por $f(\omega_{probe}, \omega_{pump})$ dada pela equação 2.24

feixe [4],

$$\begin{aligned}
 f(\omega_{probe}, \omega_{pump}) &= 1 + \frac{A_1 \gamma / \pi}{(\gamma/2)^2 + (\omega_0 + \omega'_{probe} - \omega'_{pump})^2} + \\
 &\quad - \frac{A_2 \gamma / \pi}{(\gamma/2)^2 + (\omega_0 - \omega'_{probe} + \omega'_{pump})^2} \\
 &= 1 + \frac{A_1 \gamma / \pi}{(\gamma/2)^2 + (\omega_0 + \omega_{probe} - \omega_{pump} + (\vec{k}_{pump} - \vec{k}_{probe}) \cdot \vec{v})^2} + \\
 &\quad - \frac{A_2 \gamma / \pi}{(\gamma/2)^2 + (\omega_0 - \omega_{probe} + \omega_{pump} - (\vec{k}_{pump} - \vec{k}_{probe}) \cdot \vec{v})^2}.
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Na equação 2.24, os termos A_1 e A_2 são termos de proporcionalidade relacionando a amplitude dos processos de ganho e absorção e γ se refere a largura da linha espectral. No referencial atômico, as frequências são deslocadas pelo efeito Doppler, de forma que $\omega'_{pump} = \omega_{pump} - \vec{k}_{pump} \cdot \vec{v}$ e $\omega'_{probe} = \omega_{probe} - \vec{k}_{probe} \cdot \vec{v}$. Um espectro qualitativo esperado para as res-

sonâncias acima, pode ser visto na figura 2.3(d).

Embora a análise das transições Raman entre dois níveis nos ajude a entender o processo de ganho e absorção, em nosso experimento processos muito mais complexos irão ocorrer. As transições Raman em átomos alcalinos através da espectroscopia *pump – probe* foi primeiramente observada por Tabosa et al. [29] e Grynberg et.al. [16] que observaram transições Raman induzidas entre os sub-níveis Zeeman (*RZR - Raman Zeeman Ressonances*) pelo efeito de *light-shift* devido ao campo *pump* e ressonâncias induzidas pelo recuo do átomo devido a troca de momento linear com os campos *pump* e *probe* (*RIR - Recoil Induced Ressonances*) [17]. Estes processos serão discutidos em detalhes para o átomo de Rubídio nas seções 1.6 e 1.7.

2.5 Átomo de Rubídio

Até agora, nossa discussão se limitou ao problema do átomo de dois níveis. No entanto, no resfriamento laser de átomos reais e em espectroscopia das transições ocorre o acoplamento de vários níveis com a luz. Nesta seção iremos considerar a interação do átomo de Rubídio (^{85}Rb) com um laser, onde o objetivo é o estudo de suas transições hiperfinas usadas para o resfriamento e aprisionamento em uma MOT.

A popularidade dos átomos alcalinos, como o Rubídio e o Césio, se justifica por vários fatores. Entre eles, podemos citar a facilidade de encontrar fontes luminosas na sua frequência de excitação, além de possuírem um único elétron de valência [23, 31]. O elétron de valência determina completamente a contribuição do momento angular eletrônico através de seu momento angular orbital $\vec{l}$ e spin $\vec{s}$.

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{s} \quad (2.25)$$

O acoplamento dos momentos orbitais e spin leva a uma quebra de degenerescência nos níveis atômicos principais conhecida como *estrutura fina* do átomo [15, 31]. No caso do Rubídio, sua distribuição eletrônica mostra que o elétron de valência está no estado $5^2S_{1/2}$ ⁸, onde a transição para o primeiro nível excitado envolve os estados $5^2P_{1/2}$ e $5^2P_{3/2}$. Essas transições são conhecidas respectivamente como linhas D_1 e D_2 do Rubídio.

O momento angular total $\vec{F}$ do átomo será formado pela adição do momento angular total $\vec{J}$ com o *spin* nuclear do Rubídio ($I = 5/2$, para o ^{85}Rb). Este acoplamento gera uma nova quebra de degenerescência, conhecida como *estrutura hiperfina* [15, 31]. A estrutura hiperfina do Rubídio possui um total de dois níveis fundamentais e quatro níveis excitados para a linha

⁸Notação de Russel-Saunders, onde $n^{2S+1}L_J$ descreve o estado eletrônico do átomo. Nesta notação, n representa o número quântico principal, enquanto S o spin e L é o momento orbital, onde $S = 0$, $P = 1$, $d = 2$, etc..

D_2 . Um esquema simplificado da estrutura hiperfina do Rubídio pode ser vista na figura 2.4.

Figura 2.4: Estrutura hiperfina do ^{85}Rb em sua linha D_2 [28].

2.6 Transições Raman entre os níveis Zeeman

Como vimos na seção anterior, a interação entre o spin nuclear e o momento angular total eletrônico leva a uma quebra de degenerescência conhecida como estrutura hiperfina. Os novos estados serão representados por 2.26, onde os números quânticos F e m_F definem, respectivamente, o momento angular total do átomo e sua projeção sobre o eixo de quantização.

$$|e, F_e, m_{F_e}\rangle \quad (2.26a)$$

$$|g, F_g, m_{F_g}\rangle \quad (2.26b)$$

Os níveis hiperfinos terão uma degenerescência em m_F , de forma que $-F \leq m_F \leq F$ [31]. Devido a sub-estrutura Zeeman dos níveis $5^2S_{1/2}$ e $5^2P_{3/2}$, as transições serão feitas por uma regra de seleção baseada na adição de momento angular entre o átomo e o fóton. Desta forma, transições envolvendo $\Delta m_F = m_{F_e} - m_{F_g} = \pm 1$ ocorrem, respectivamente, através de fótons com polarização σ^+ e σ^- , enquanto transições com $\Delta m_F = 0$ ocorrem pela interação com fótons de polarização π [1, 23].

Incluindo a probabilidade de diferentes transições entre os subníveis Zeeman através do quadrado do Coeficiente de Clebsh-Gordan [15] correspondente, o *light shift* para cada estado fundamental com m_{F_g} será dado por [27]

$$(\delta_{ls})_{m_{F_g}} = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{\delta}{\Gamma} - \sqrt{\left(\frac{\delta}{\Gamma} \right)^2 + \frac{I}{2I_s}} \right) |C_{m_{F_g}, m_{F_e}}|^2. \quad (2.27)$$

Considerando a transição cíclica $5^2S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F_e = 4)$ sob a influência de um feixe *pump* com polarização linear, os *light shifts* relativos entre os sub-estados podem ser vistos na figura 2.5(a). Desta forma, as separações em frequência ω_{ij} entre dois níveis consecutivos serão proporcionais a diferença entre os quadrados dos coeficientes de Clebsh-Gordan C_{ii} e C_{jj} . Além disso, o bombeamento ótico do feixe *pump* irá levar a uma distribuição de população proporcional a $|C_{ii}|^2$, de forma que $\frac{2}{7}$ da população estará no estado fundamental $|g, 3, 0\rangle$ diminuindo simetricamente nos outros estados.

Sempre que a dessintonia δ_{pr} entre os feixes *pump* e *probe* estiver próxima a ω_{ij} , haverá um processo de ressonante, que pode resultar em um sinal de ganho no laser *probe* para $\delta_{pr} < 0$ ou em absorção se $\delta_{pr} > 0$. Este processo é melhor entendido quando consideramos um feixe *probe* que possui polarização com componentes $\sigma^+ - \sigma^-$.

Quando $\delta_{pr} < 0$ o campo *pump* está mais próximo a ressonância, de forma que probabilidade de ocorrer uma transição por um fóton π do campo *pump* é maior. Desta forma, a população será bombeada para os estados excitados com $\Delta m = 0$. A presença do campo *probe*, com menor frequência, pode levar a emissão estimulada de um fóton σ^- , causando uma transição com $\Delta m = -1$. A amplitude do processo de será dependente, também, da diferença de população entre os estados, sendo que a transição do estado mais populoso para o menos populoso será o processo dominante. Desta forma, transições com $\Delta m = -1$ são processos que levam ao ganho de potência do campo *probe* observado na figura 2.5(b).

Para $\delta_{pr} > 0$, o campo *probe* estará mais próximo a ressonância, de forma que agora o processo dominante toma o caminho inverso. A probabilidade de absorção de um fóton σ^+

Figura 2.5: (a) Coeficientes de Clebsch-Gordan (ao quadrado) para as transições hiperfinas $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. As transições σ^- , π e σ^+ são representadas, respectivamente, pelas linhas preta, azul e vermelha. (b) Espectro esperado, segundo a equação 2.28 para as transições Zeeman entre os sub níveis Zeeman deslocados pelo *light shift* induzido pelo laser *pump*.

do campo *probe* será maior, resultando no bombeamento do estado fundamental para o estado excitado com $\Delta m = +1$. Uma vez no estado excitado, o átomo pode fazer uma transição com $\Delta m = 0$ através da emissão estimulada de um fóton π para o campo *pump*. Desta forma, este processo leva a perda de potência do campo *probe* pela emissão estimulada no campo *pump*.

O modelo mais simples para o espectro de absorção é obtido fazendo a soma dos perfis lorentzianos de absorção centrados nas frequências ω_{ij} e amplitudes proporcionais as diferenças relativas das populações $\Delta P_{ij} = |C_{ii}|^2 - |C_{jj}|^2$ e ao peso W_{ij} devido aos coeficientes de Clebsch-Gordan do caminho específico da transição Raman [4]

$$s_{RZR}(\delta_{pr}) = 1 \sum_{i=-1}^{-3} W_{i-1,i} \Delta P_{i+1,i} L(\delta_{pr}, \omega_{i+1,i}, \gamma_{i+1,i}) + \quad (2.28)$$

$$- \sum_{i=-1}^{-3} W_{i+1,i} \Delta P_{i+1,i} L(\delta_{pr}, \omega_{i+1,i}, \gamma_{i+1,i})$$

Na equação acima, $L(\delta_{pr}, \omega_{k,j}, \gamma_{k,j})$ é perfil lorentziano definido por

$$L(\delta_{pr}, \omega_{k,j}, \gamma_{k,j}) = \frac{\gamma_{k,j}}{\gamma_{k,j}^2 + (\delta_{pr} - \omega_{k,j})^2}, \quad (2.29)$$

onde, $\gamma_{k,j}$ é a largura da transição $m_{F_g} = k \leftrightarrow m_{F_g} = j$. Essas larguras são dependentes do tempo de bombeamento ótico entre os sub-níveis m_{F_g} , do tempo de interação finito e da taxa de colisão entre os átomos na armadilha. O espectro teórico gerado pela equação 2.28 para $I = 10I_s$ e $\gamma = 0.1\Gamma$ pode ser visto na figura 2.5(b)

2.7 Transições Raman induzidas pelo recuo do átomo

A troca de momento entre o campo e o átomo devido aos processos de emissão e absorção dos fótons do campo pode levar a uma mudança do momento linear do centro de massa atômico. Este processo pode levar ao aparecimento de ressonâncias induzidas pelo recuo sofrido pelo átomo devido a troca de momento com o campo na espectroscopia *pump-probe*. As RIR's foram previstas teoricamente por Guo et. al [17], que descreveu o sinal esperado de *four-wave-mixing* e de absorção na espectroscopia *pump-probe*, e observado primeiramente por Tabosa et. al [29] e Grynberg et. al. [16]. Esta seção é baseada principalmente no artigo de Brzozowski et. al, onde ele descreve os principais resultados em [4, 9].

Em uma nuvem de átomos frios, as velocidades dos átomos seguem uma distribuição Gaussiana $g(p)$, de forma que a velocidade mais provável do átomo u_T será relacionada com a temperatura dos átomos pela função de Boltzman $k_B T = m u_T^2$. Quando o átomo interage com

os feixes *pump* e *probe* existe uma troca de momento linear entre o átomo e os campos. Admitindo que exista um ângulo θ entre os feixes *pump* e *probe*, a variação de momento linear devido ao recuo provocado pelos campos pode ser expressa como

$$\Delta p = (\vec{k}_{pump} - \vec{k}_{probe})\hbar. \quad (2.30)$$

Considerando a geometria na figura 2.6(a) e que as frequências dos campos sejam próximas o suficiente para afirmar que $|\vec{k}_{pump}| = |\vec{k}_{probe}| = k$, encontramos que $\vec{k}_{probe} + \vec{k}_{pump} = \sqrt{2k^2 - 2k^2 \cos(\theta)}$. Usando uma identidade trigonométrica e a equação 2.30, encontramos que

$$\Delta p = -2\hbar k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right). \quad (2.31)$$

As transições Raman irão ocorrer sempre que a dessintonia δ_{res} entre os campos *pump* e *probe* forem próximas a diferença de energia cinética provocada pelo recuo do átomo. Como a energia cinética é dada por $K = p^2/2m$ (Figura 2.6(b)), podemos escrever

$$2m\hbar\delta_{res} = p_{final}^2 - p_{inicial}^2. \quad (2.32)$$

Escrevendo $p_{final}^2 - p_{inicial}^2 = (\Delta p + 2p)\Delta p$ e substituindo na equação acima, encontramos que a dessintonia de ressonância é igual a

$$\delta_{res} = -\frac{2k}{m} \left(\hbar k \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) - p \right) \sin\frac{\theta}{2}. \quad (2.33)$$

De maneira análoga as transições RZR's, o processo será proporcional a diferença entre as

Figura 2.6: (a) Esquema de observação das transições RIR's. (b) Diagrama de energia relacionando os processos de ganho e absorção do feixe *probe*. (c) Sinal esperado da simulação de $s_{RIR}(\delta, 5^\circ)$ para uma nuvem atômica com temperatura de $143\mu K$.

populações dos estados atômicos. No entanto, agora estamos considerando que exista uma

distribuição contínua de estados do momento linear que satisfaçam a condição de ressonância,

$$\Delta g(p_{final}, p_{inicial}) = g(p + \Delta p) - g(p). \quad (2.34)$$

O espectro de absorção das RIR's será calculado pela integração de todos os perfis lorentzianos de absorção $L(\delta_{pr})$ em todos os momentos possíveis seguindo a distribuição 2.34. Como $g(p)$ é uma distribuição Gaussiana e assumindo que $\Delta p \ll p_T$ e $\gamma \ll k p_T / m$ (onde p_T é o valor do momento atômico mais provável), encontramos que o sinal de absorção será dado por [4, 17]

$$s_{RIR}(\delta_{pr}, \theta) = -\sqrt{\frac{m}{2\pi}} \frac{\hbar \delta_{pr}}{2u_T^{3/2} k \text{sen}(\theta/2)} \exp \left[-\frac{\delta_{pr}^2}{2u_T^2 (2k \text{sen}(\theta/2))^2} \right]. \quad (2.35)$$

O sinal esperado, de acordo com 2.35 pode ser visto na figura 2.6(c). Esta figura foi gerada usando como parâmetro temperatura de $143 \mu K$ e $\theta = 5^\circ$. As transições RIR apresentam forma muito mais estreita que as ressonâncias devido aos níveis Zeeman, na ordem de dezenas de kHz .

As regiões de máximo e mínimo do espectro s_{RIR} estão localizadas nas dessintonias $\delta_{pr} = \pm 2u_T k \text{sen}(\theta/2)$. Definindo como largura do espectro Δ_{RIR} a separação entre os picos de máximo e mínimo,

$$\Delta_{RIR} = 4u_T k \text{sen}(\theta/2). \quad (2.36)$$

Usando 2.36 e a relação de Boltzman, encontramos

$$T = \frac{m}{16k_B k^2 \text{sen}^2(\theta/2)} \Delta_{RIR}^2. \quad (2.37)$$

Assim, o espectro de absorção RIR pode ser usado como uma importante ferramenta para a medida de temperatura de uma amostra de átomos frios [4]. A separação em frequência entre os picos de máximo e mínimo no espectro de RIR estão da ordem de alguns KHz , o que exige que os lasers usados tenham largura de linha baixa o suficiente para prover a resolução necessária.

3 *Teoria do Resfriamento e Aprisionamento Laser*

No capítulo anterior, consideramos apenas as influências da radiação incidente nos níveis internos de energia do átomo. Neste capítulo, iremos considerar a capacidade da radiação exercer um controle dos graus de liberdade externos do átomo através da força de pressão de radiação.

Nas seções 3.1 até 3.4 são apresentadas as equações que descrevem as forças dissipativas e restauradoras, que são responsáveis pelas baixas temperaturas e pelo aprisionamento dos átomos em uma armadilha magneto ótica (MOT). O resfriamento sub-Doppler para os dois tipos de gradientes de polarização mais comuns em arranjos óticos são apresentados nas seções 3.5 e 3.6, onde iremos expor o princípio físico por trás dos mecanismos de resfriamento de maneira rápida, sem a intenção de se aprofundar neste assunto.

3.1 **Força de pressão de radiação em um átomo em repouso**

A teoria aqui apresentada é baseada nas soluções estacionárias das equações óticas de Bloch e no teorema de Ehrenfest [7, 8, 23]. Desta forma, a força $\vec{F}$ devida à interação semi-clássica¹ entre o átomo e o campo é dada por

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \langle \vec{p} \rangle = -\langle \vec{\nabla} V \rangle. \quad (3.1)$$

Se compararmos as dimensões atômicas ($d \approx 0.5nm$) com comprimentos de onda óticos ($\lambda \approx 500nm$), percebemos o campo elétrico não sofre variação espacial significativa ao longo do tamanho do átomo. Assim, usando a aproximação de dipolo elétrico [1, 7, 11], é possível

¹Entende-se por tratamento semi-clássico a interação entre o átomo quantizado e um campo eletromagnético clássico, descrito em termos de uma onda plana.

mudar a ordem de operação entre o gradiente e o valor médio, o que dá

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}\langle V \rangle. \quad (3.2)$$

O valor médio do hamiltoniano de interação é obtido usando a matriz densidade, onde $\langle V \rangle = Tr\{\rho V\}$ e

$$\begin{aligned} Tr\{\rho V\} &= -Tr\left\{\frac{\hbar\Omega}{2}\left(\rho_{ee}e^{-i\beta}|e\rangle\langle g| + \rho_{eg}e^{i\beta}|e\rangle\langle e| + \rho_{eg}^*e^{-i\beta}|g\rangle\langle g| + \rho_{gg}e^{i\beta}|g\rangle\langle e|\right)\right\}, \\ &= \frac{\hbar\Omega}{2}\left(\rho_{eg}e^{i\beta} + \rho_{eg}^*e^{-i\beta}\right). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Substituindo (3.3) em (3.2), obtemos,

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \hbar\vec{\nabla}(\Omega Re\{\rho_{eg}e^{i\beta}\}), \\ &= \hbar\Omega\left(\frac{\vec{\nabla}\Omega}{\Omega}Re\{\rho_{eg}e^{i\beta}\} + \vec{k}Im\{\rho_{eg}e^{i\beta}\}\right). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Por fim, substituindo (2.12) em (3.4),

$$\vec{F} = \hbar\Omega\left(\frac{\vec{\nabla}\Omega}{\Omega}\frac{\delta}{2}\frac{\Omega}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} + \vec{k}\frac{\Gamma}{2}\frac{\Omega/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}\right). \quad (3.5)$$

A equação (3.5) mostra que a radiação interage de duas formas diferentes com os graus externos de liberdade do átomo. O primeiro termo, proporcional à $\vec{\nabla}\Omega$, é conhecido como *força de dipolo* e aparece devido a interação da radiação com um dipolo induzido no átomo [8]. Este termo pode ser compreendido como o espalhamento por emissão estimulada de fótons entre os modos do campo devido aos átomos. Por ser uma força que age de forma conservativa e com dependência espacial ela desempenha um importante papel em criar potenciais de aprisionamento para átomos, como nas armadilhas FORT (*Far Of Resonance Trap*) [5, 23], por exemplo. O segundo termo em (3.5) é chamado de *pressão de radiação* e tem origem no espalhamento por emissão espontânea de fótons próximos à ressonância atômica [8]. Esta conclusão é facilmente obtida quando lembramos da expressão (2.16), que permite que a força de pressão de radiação seja escrita como

$$\begin{aligned} \vec{F}_{sc} &= \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2}\frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \\ &= \hbar\vec{k}\Gamma_{sc}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

A equação (3.6) nos permite uma interpretação relativamente simples do que ocorre durante

o processo de espalhamento por emissão espontânea. Ao absorver um fóton do campo o átomo sofre um recuo com momento $\hbar\vec{k}$. Devido ao caráter aleatório da emissão espontânea subsequente, o átomo após vários ciclos de emissão e absorção irá perder momento linear. Desta forma a pressão de radiação apresenta um caráter dissipativo e é usada para esquemas de resfriamento através de lasers [23], como veremos na próxima seção.

3.2 Melão Ótico

A temperatura de um gás tem a relação direta com energia cinética média dos átomos que o compõem. O princípio do resfriamento laser é usar a força de pressão de radiação para desacelerar o movimento destes átomos. Para isso, devemos encontrar uma força com caráter dissipativo dependente da velocidade do átomo $\vec{v}$.

O princípio físico no qual se baseiam as primeiras teorias propostas para o resfriamento é o efeito Doppler. Na primeira seção deste capítulo iremos encontrar a expressão para a força de resfriamento através da pressão de radiação exercida por dois feixes contra propagantes cujas frequências são alteradas no referencial de repouso do átomo devido ao seu movimento. Os primeiros trabalhos envolvendo o resfriamento atômico [6, 26] pareciam concordar o limite teórico para a força de resfriamento baseada no efeito Doppler.

Porém, trabalhos posteriores [21] mostraram que temperaturas mais baixas que as previstas pela teoria poderiam ser alcançadas. As duas outras seções deste capítulo são dedicadas a discutir brevemente os mecanismos físicos que permitem o resfriamento sub-Doppler. As discussões são baseadas nos trabalhos de Dalibard e C. Claude Tannoudji [10], onde a interação entre os sub-níveis Zeeman do átomo com os gradientes de polarização formados pelos feixes de resfriamento geram um novo mecanismo de dissipação de energia.

3.3 Resfriamento Doppler

Quando consideramos o átomo em movimento, a frequência do laser no referencial de repouso do átomo irá naturalmente ter uma dependência com $\vec{v}$ devido ao efeito Doppler,

$$\omega \rightarrow \omega \pm \vec{k} \cdot \vec{v}.$$

Onde o sinal será determinado pelo sentido de propagação do laser com relação ao átomo.

Como vimos, a força de pressão de radiação (3.6) possui uma dependência com a dessin-

Figura 3.1: Frequências dos feixes lasers são alteradas devido ao efeito Doppler no referencial de repouso do átomo.

tonia entre a frequência de ressonância e a frequência do laser . Devido ao efeito Doppler, a nova dessintonia será dada por $\delta \rightarrow \delta \pm \vec{k} \cdot \vec{v}$. Aplicando dois feixes contra-propagantes, por simplicidade, na mesma direção de $\vec{v}$, a força resultante sobre o átomo será a soma das duas pressões de radiação,

$$\vec{F}_{res} = \frac{\hbar \Gamma \Omega^2}{4} \left(\frac{1}{(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} - \frac{1}{(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \right) \vec{k}. \quad (3.7)$$

Expandindo em primeira ordem para pequenas velocidades, encontramos que a força de resfriamento será dada por,

$$\vec{F}_{res} = \left(\frac{\hbar \Omega^2 k^2 \Gamma \delta}{(\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4)^2} \right) \vec{v}. \quad (3.8)$$

Se colocarmos o laser com frequência abaixo da frequência de ressonância, temos que $\delta = -|\delta|$. Assim, podemos escrever que a força de resfriamento será dada por

$$\vec{F}_{res} = -\alpha_D \vec{v}. \quad (3.9)$$

Onde

$$\alpha_D = \frac{\hbar \Omega^2 k^2 \Gamma |\delta|}{(\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4)^2}$$

é o coeficiente de resfriamento Doppler. Na figura (3.3) temos gráficos de $F_{res} = F(v)$ para quatro valores de δ , onde a dessintonia ótima para o resfriamento é alcançada quando $\delta = \Gamma/2$.

Na região de cruzamento dos feixes os átomos se movem de maneira semelhante a partículas em um meio viscoso. Por este motivo, a região de resfriamento ficou conhecida como *melaço ótico* e foi obtido experimentalmente pela primeira vez por Steven Chu usando átomos de Sódio [6].

Figura 3.2: Gráficos de $F(v)$ para $\delta \equiv \{-\Gamma/10; -\Gamma/2; -\Gamma; -2\Gamma\}$ (linha vermelha sólida), assim como as forças individuais devido a cada feixe (linha preta tracejada).

A temperatura alcançada pelo melaço foi em torno de $240\mu K$, que teoricamente condiz com o chamado *limite Doppler* de resfriamento. Esta temperatura limite pode ser obtida considerando o equilíbrio dos processos de resfriamento devido aos lasers e o aquecimento intrínseco devido à emissão espontânea de fótons. A temperatura limite, denotada por T_D é dada por

$$k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2}. \quad (3.10)$$

No entanto, medidas posteriores indicaram que a temperatura alcançada pelo resfriamento laser poderia ser ainda menor. No ano de 1988 W. Philips conseguiu medir temperaturas na ordem de $43\mu K$ em um melaço de átomos de sódio. O modelo teórico mais aceito atualmente para o resfriamento sub-Doppler foi apresentado por C. Tannoudji e Dallibard [10], baseando-se na estrutura interna dos níveis excitado e fundamental e sua interação com os gradientes de polarização do campo.

3.4 Aprisionamento magneto-ótico

No seção anterior, discutimos o mecanismo responsável pelas baixas temperaturas encontradas em um melaço ótico. Entretanto, a força de pressão de radiação não é suficiente para gerar um confinamento espacial e, como resultado, átomos que encontram-se no melaço irão inevitavelmente sair da região de cruzamento dos feixes. Para gerar uma força de aprisionamento é comum o uso de uma armadilha magneto-ótica (*MOT* - *Magneto optic trap*).

A força de aprisionamento encontrada na MOT é o resultado da interação do átomo com uma estrutura Zeeman em seus níveis internos de energia na presença de um gradiente de um campo magnético e lasers contra propagantes de polarizações circulares opostas² σ^+ e σ^- .

Para quebrar a degenerescência dos subníveis Zeeman, a MOT utiliza um campo magnético não homogêneo $\vec{B}$, cuja intensidade varia linearmente ao longo do eixo de quantização e se anula na origem. Posicionando o eixo de quantização ao longo da direção $\hat{z}$, podemos escrever

$$\vec{B} = bz\hat{z} \quad (3.11)$$

onde b é uma constante com dimensões de campo magnético por unidade de comprimento.

Para uma transição envolvendo $F_g = 0 \rightarrow F_g = 1$, a frequência de ressonância ω_0 será alterada de acordo com o valor de m_{F_e} , de forma que

$$\omega_0 = \omega_0 + \mu_B g b z m_{F_e}. \quad (3.12)$$

Assim, utilizando lasers contra propagantes ao longo das direções $\vec{k} = \hat{z}$ e $-\vec{k} = -\hat{z}$ com polarizações σ^+ e σ^- , respectivamente, podemos observar para $b > 0$ a Figura 3.3

Para um átomo que se encontra em uma posição em que $z > 0$ a frequência de ressonância para $m_{F_e} = -1$ será levada para próximo da frequência do laser e devido à regra de seleção irá absorver o feixe contra propagante de polarização σ^- com maior probabilidade. Da mesma forma, caso o átomo se encontre em $z < 0$, a frequência de ressonância do nível com $m_{F_e} = +1$ é levada para frequência do laser e o átomo irá absorver, mais provavelmente, fótons do feixe com polarização σ^+ . Desta forma, o átomo sofrerá novamente uma pressão de radiação desbalanceada. Porém, neste caso, a frequência de ressonância será alterada devido a posição do átomo com relação ao gradiente do campo magnético, fazendo com que os feixes tendam a confinar o átomo próximo à região onde $B = 0$.

²A polarização de uma onda destrógira (σ^+) está associada a uma helicidade $+1$ e momento angular $+\hbar$, enquanto uma onda levógira (σ^-) possui helicidade -1 e momento angular $-\hbar$.

Figura 3.3: Esquema do aprisionamento magneto ótico.

A dessintonia total devida ao efeito Doppler e o efeito Zeeman será dada por $\delta_{\pm}$, dado por

$$\delta_{\pm} = \delta \pm \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \mu_B g m_{F_e} z. \quad (3.13)$$

A força total exercida sobre o átomo será a soma das forças F_+ e F_- devidos aos feixes,

$$\vec{F}_{MOT} = \frac{\hbar \Gamma \Omega^2}{4} \left(\frac{1}{\delta_+^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} - \frac{1}{\delta_-^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \right) \vec{k}. \quad (3.14)$$

Expandindo para pequenas velocidades e deslocamentos, encontramos que a expressão para a força total exercida pela MOT é

$$\vec{F}_{MOT} = -\alpha_D \vec{v} - K_D \vec{z}. \quad (3.15)$$

Onde K_D será a constante de mola da força de aprisionamento

$$K_D \equiv \frac{\alpha_D m_F \mu_B g b}{k}. \quad (3.16)$$

Como podemos perceber, a força de aprisionamento da MOT possui tanto caráter dissipativo quanto restaurador. Uma MOT pode tipicamente aprisionar uma ordem de 10^9 átomos enquanto os resfria a temperaturas abaixo do limite Doppler. Desta forma, a MOT é uma ferramenta muito versátil no estudo de átomos frios. No capítulo 4, iremos descrever o funcionamento da MOT em nosso laboratório e a caracterização dos átomos aprisionados se dá no capítulo 5.

3.5 Resfriamento Sísifo

A teoria do resfriamento sub-Doppler foi construída para duas configurações de polarização dos lasers de aprisionamento. Nesta seção, iremos descrever os princípios físicos responsáveis pela dissipação de energia em um melaço ótico unidimensional cujos feixes apresentam polarizações lineares ortogonais. Neste esquema, chamado de *lin* $\perp$ *lin*, iremos considerar que feixes de aprisionamento próximos à frequência de transição propagam-se nas direções $+z$ e $-z$, com polarizações lineares ϵ_x e ϵ_y , respectivamente.

O padrão de interferência gerado pela superposição dos feixes dá origem a rápidas mudanças na polarização da amplitude do campo elétrico resultante

$$\vec{E}_0 = \mathcal{E} \left(e^{ikz} \epsilon_x + e^{-ikz} \epsilon_y \right). \quad (3.17)$$

Se calcularmos a polarização ao longo das posições $z = 0, \frac{\lambda}{8}, \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{8}, \frac{\lambda}{2}$ iremos notar que a polarização muda de linear (ϵ_1) para circular (σ^-); de circular (σ^-) para linear (ϵ_2); de linear (ϵ_2) para circular (σ^+) e de circular (σ^+) para linear ($-\epsilon_1$), repetindo o processo a cada meio comprimento de onda (figura 3.4).

Figura 3.4: Processo do resfriamento Sísifo

Para uma transição $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$, os coeficientes de Clebsh-Gordan indicados na figura (3.5(a)) nos permitem calcular os *light shift* para os subníveis Zeeman do estado fundamental $m_g = 1/2$ e $m_g = -1/2$, como podemos ver pela figura (3.5(b)).

Um átomo localizado em $z = \frac{\lambda}{8}$ irá ser bombeado para o sub-nível fundamental com $m_g = -\frac{1}{2}$ devido a polarização σ^- do campo. Desta forma, ele estará no vale do poço de potencial gerado pelo *light shift* dos níveis de energia. Considerando que o átomo se mova até $z = \frac{3\lambda}{8}$, ele terá que subir o poço de potencial, perdendo energia cinética antes de ser excitado por um fóton σ^+ que irá bombeá-lo para o sub nível fundamental $m_g = \frac{1}{2}$. Desta forma, o átomo é lançado novamente para um vale de potencial e o excesso de energia é levado pela emissão de um fóton

Figura 3.5: Coeficientes e Light-Shifts

com frequência desviada para o azul. Se o átomo continua se mover ele estará sempre subindo poços de potenciais, sendo bombeado entre os sub-níveis do estado fundamental. O processo continua até que o átomo não possua mais energia suficiente para subir os poços de potenciais, fazendo que o átomo chegue a temperaturas muito abaixo da temperatura estimada do limite Doppler.

A configuração $lin \perp lin$ também recebe o nome de resfriamento Sísifo. Este nome pelo fato do átomo estar sempre subindo poços de potencial, lembrando a figura grega de Sísifo, que foi amaldiçoado a empurrar eternamente uma rocha morro acima, sendo imediatamente levado a base do morro após chegar ao topo.

3.6 Resfriamento Saca Rolha

Outra configuração usada para levar os átomos a temperaturas sub-Doppler é a configuração $\sigma^+ - \sigma^-$. A interferência dos feixes circularmente polarizados resultará em uma polarização linear do campo elétrico, porém a direção da polarização gira em função da posição, dando uma volta completa a cada meio comprimento de onda, como mostrado na figura 3.6.

Figura 3.6: Rotação da polarização resultante no cruzamento de feixes com polarizações circulares opostas.

O modelo mais simples para ilustrar o processo de resfriamento é considerando uma transição $J_g = 1 \rightarrow J_e = 2$. Neste modelo, o light shift para um átomo com $m_g = 0$ é $\hbar\Delta$ e para os estados com $m_g = \pm 1$ é $\frac{3}{4}\hbar\Delta$. Em um átomo em repouso, o bombeamento ótico irá levar para uma distribuição estacionária das populações em $m_g = -1, 0, 1$ iguais a $\frac{4}{17}$, $\frac{9}{17}$ e $\frac{4}{17}$, respectivamente. No entanto, se o átomo possuir uma pequena velocidade, os estados irão se misturar. As energias destes novos estados serão as mesmas, porém haverá uma redistribuição da população dos sub-níveis fundamentais que será sensível ao movimento do átomo. Se o átomo se move para a direita, a população de $m_g = -1$ será maior que a população de $m_g = 1$ aumentando a probabilidade de absorção do feixe σ^- contra propagante. Por outro lado, se o átomo se move para a esquerda, a população de $m_g = 1$ será maior que a de $m_g = -1$, aumentando a probabilidade de absorção do feixe com σ^+ contra propagante.

Desta forma, a diferença de população causada pelo movimento dos átomos irá sempre promover a absorção do feixe contra propagante. Assim, de forma similar ao efeito resfriamento Doppler o átomo experimentará uma pressão de radiação desbalanceada que é sempre oposta ao seu movimento.

Estes novos mecanismos de resfriamento podem levar a temperaturas próximas ao chamado limite de recuo [10], que equivale a

$$T_R = \frac{\hbar^2 k^2}{mk_B}. \quad (3.18)$$

Onde m é a massa do átomo. Enquanto para o átomo de Rubídio a temperatura limite do resfriamento Doppler é de aproximadamente $145\mu K$, a temperatura limite de recuo é estimada em $356nK$. No próximo capítulo, iremos descrever a montagem da nossa armadilha magneto-ótica (MOT), que será usada na preparação de amostras de átomos frios em nossos estudos.

4 *Armadilha Magneto-Ótica*

Para que ocorra o resfriamento atômico é necessário que haja uma transição cíclica, de forma que um átomo seja capaz de espalhar vários fótons do laser de aprisionamento sucessivamente. A transição que satisfaz essa condição no ^{85}Rb é a transição $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. No entanto, poucos giga-Hertz separam os estados excitados com $F_e = 3$ e $F_e = 4$, o que gera uma probabilidade da transição acidental em $F_e = 3$ e um decaimento para os estado fundamental $F_g = 2$. Uma vez em que o átomo seja bombeado para $F_g = 2$ estará longe da frequência de excitação do laser de aprisionamento. Desta forma, com apenas o laser de aprisionamento, em poucos mili-segundos a amostra de ^{85}Rb seria bombeada em $F_g = 2$, não podendo mais ser resfriada.

Para evitar que esta situação aconteça, o uso de um laser de rebombeio é necessário em arranjos envolvendo átomos alcalinos. O laser de rebombeio é sintonizado na transição $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$. Desta forma, o átomo pode ser bombeado novamente ao nível fundamental com $F_g = 3$ e novamente realizar a transição cíclica de resfriamento. Na figura 4.1 temos um diagrama fora da escala mostrando os níveis hiperfinos e a sintonia dos lasers de aprisionamento e rebombeio.

O esquema básico da MOT é fazer três pares de feixes circularmente polarizados e com frequência levemente dessintonizada abaixo da transição atômica ($\delta \approx -\Gamma$) cruzarem-se ortogonalmente no ponto zero do gradiente de um campo magnético produzido por um quadrupolo (Figura 4.2). Este esquema segue a proposta idealizada por Dalibard realizada primeiramente por *Raab, et al* aprisionando átomos de sódio em 1987 [24].

A construção de uma MOT envolve o controle das dessintonias dos lasers e do gradiente do campo magnético. Além disso, a MOT só é possível quando os átomos aprisionados se mantêm estáveis, sem muitas colisões com gases de fundo, o que requer mantê-los em uma câmara de alto-vácuo. Nas experiências descritas aqui, usamos uma armadilha para átomos de ^{85}Rb que estão no estado gasoso a temperatura ambiente e torna a montagem mais simples.

Nesta seção temos uma descrição da MOT e dos mecanismos que possibilitam seu controle

Figura 4.1: Níveis de energia do Rubídio (fora de escala). Podemos observar a indicação da transição cíclica (linha vermelha) usada no resfriamento dos átomos e a indicação da frequência de excitação dos lasers de aprisionamento e rebombeio (linha amarela).

Figura 4.2: Esquema geométrico da MOT: três feixes de polarizações circulares opostas se cruzando no ponto zero do quadrupolo magnético gerado por bobinas anti-Helmholtz.

automatizado. Detalhes o processo de montagem da MOT podem ser consultados na dissertação de mestrado de Helio Zhang He [18]

4.1 Câmara de Vácuo

Para manter a nuvem estável é necessário que se reduza ao máximo colisões entre os átomos frios e o gás de fundo. Para satisfazer esta condição e garantir que a composição dos átomos

externos seja livre de impurezas, formado basicamente por Rubídio, usamos uma câmara de alto vácuo.

Esta câmara é composta por uma estrutura em aço inoxidável e janelas de observação em vidro revestido com *coating* anti-reflexo (AR). Temos um total de dez janelas de observação, duas maiores ($\phi = 14cm$) e oito menores ($\phi = 4cm$) que, graças ao *coating* AR, possuem menos de 1% de refletância para ângulos de incidência menores que 40° com a normal. A estrutura metálica e os parafusos feitos em aço inoxidável evita a formação de campos magnéticos permanentes.

O contato entre a estrutura metálica e as janelas de observação são selados por flanges de conexão do tipo *ConFlat*, que utilizam um anel de cobre (*O-ring*) prensado entre suas placas. Parafusos de aço inoxidável fecham as placas, selando a estrutura. Esta câmara é conectada a uma bomba turbo molecular (série Turbo-V 70, modelo 969-9360 da Varian) e a uma bomba iônica (série VacIon Plus 25, modelo 911-5036 da Varian), que serão responsáveis pelo vácuo e sua manutenção. A bomba turbo é acionada para criar alto-vácuo e é acionada caso a pressão da câmara fique muito elevada (acima de $10^{-4}mbar$). No entanto, a vedação e isolamento da câmara de vácuo se mostrou eficiente e, desde o processo de montagem, não ligamos a bomba turbo novamente. A manutenção do vácuo é feito pela bomba iônica. Ela está ligada permanentemente, ionizando os gases residuais e os retirando através de fortes ímãs. Esta bomba foi isolada com placas de blindagem magnética feitas de folha de ferro doce para minimizar os efeitos do campo dos ímãs na região de aprisionamento das bobinas.

O sistema de vácuo mantém a câmara a uma pressão sempre menor que $10^{-8}mbar$. Este valor é determinado pela leitura da corrente consumida pela bomba iônica. O Rubídio foi introduzido na câmara fazendo uma conexão com um reservatório. Em condições normais de operação, esta conexão encontra-se fechada. Mas, quando percebemos que a concentração de *Rb* na câmara está baixa o suficiente para comprometer a formação da nuvem, o sistema de vácuo é fechado e válvula do reservatório é aberta. Fazendo isso, permitimos que a câmara receba novos átomos de rubídio e, após algum tempo, podemos fechar novamente o reservatório e abrir o sistema de vácuo. Uma fotografia da câmara de vácuo, ainda no processo de montagem da MOT pode ser conferida na figura 4.3.

4.2 Bobinas

O gradiente de campo magnético é gerado por duas bobinas em configuração anti-Helmholtz com o eixo no plano horizontal. Cada bobina possui um raio médio de $r = 9,25cm$ e a distância

Figura 4.3: Foto do conjunto da câmara de vácuo durante a montagem, agradecimento a Hélio Zhang He [18].

entre os centros das bobinas é $2b = 19,5\text{cm}$. A proporção ideal dessa configuração para que o gradiente de campo magnético seja uniforme é $2b/r = 1,25$ [2], porém, devido ao tamanho da nossa câmara de vácuo, temos uma proporção maior que a ideal. As bobinas foram colocadas nas janelas de observação maiores e embora a proporção $2b/r$ não seja a ideal, as experiências demonstram que elas são eficientes.

Cada bobina possui uma resistência de 6Ω e são capazes de fornecer um gradiente de campo na ordem de $20\text{Gauss}/\text{cm}$ no centro da armadilha quando são percorridas por uma corrente de 2A . Para a alimentação das bobinas usamos uma fonte Power Bras modelo 1810, podendo fornecer corrente contínua de até 10A .

4.3 Lasers

Para realizar o aprisionamento dos átomos precisamos de lasers estáveis e com largura de banda fina o suficiente para serem sintonizados nas transições hiperfinas dos átomos de Rubídio. Em nossa armadilha, utilizamos quatro lasers de diodo que foram montados em nosso

laboratório: laser 1 (mestre), laser 2 e 3 (escravos) funcionando como lasers de aprisionamento e um laser de rebombeio (laser 4). Os diodos foram fornecidos pelas empresas Thorlabs e Toptica, modelo Sanyo DL7140-201S, que podem ser sintonizados em um comprimento de onda próximo de $780nm$ (equivalente a linha D_2 do ^{85}Rb).

Os modos de emissão de um laser de diodo dependem da temperatura e da corrente de operação. A variação de apenas $1^\circ C$ é suficiente para provocar grandes variações no comprimento de onda emitido, fazendo que o controle de temperatura seja crucial para que não haja saltos de modos de emissão. Para controlar a temperatura sobre os diodos, usamos um circuito de retroalimentação que ajusta a corrente sobre um peltier [19] usando a leitura de um termistor sobre o diodo laser.

O sistema de controle de temperatura foi construído em uma estrutura modular, o que facilita a manutenção e reposição de componentes defeituosos. Na figura 4.4(a) podemos conferir o controle individual de temperatura dos quatro lasers de diodo, em detalhe na figura 4.4(b).

(a)

(b)

Figura 4.4: (a) Controle de temperatura. (b) Controle de temperatura em detalhe: Entrada do sinal obtido pelo termistor, seletor de leitura que permite a visualização do sinal de erro ou a leitura da temperatura sobre o diodo laser através de uma saída que pode ser conectada a uma osciloscópio, controle do ajuste (fino e grosso) da temperatura. A temperatura de operação atual é $30^\circ C$ para o laser 1 e $27^\circ C$ para os demais.

A temperatura estável nos diodos permite que os modos de emissão do laser sejam sintonizados apenas pelo controle da corrente. Uma fonte de corrente DC permite o ajuste do valor com precisão melhor que $0,1\text{ mA}$ e possui uma entrada para uma corrente de modulação externa. Esta entrada é usada para conectar a fonte em um gerador de sinais e produzir variações periódicas na corrente e para estabilizar a frequência emitida pelo laser através de um circuito

de retroalimentação. Uma foto do sistema de controle da corrente pode ser vista na figura 4.5(a), detalhe na figura 4.5(b).

(a) Controle de corrente.

(b) Controle de corrente em detalhe

Figura 4.5: Fotografias do controle de corrente sobre o laser de diodo. Atualmente a corrente normal de operação é 90mA.

Para encontrar o modo correto de emissão é preciso variar a corrente e, uma vez encontrado, podemos variar a frequência de emissão em alguns Giga-Hertz sem salto de modo. Os lasers são estáveis, mas variações no ambiente (principalmente térmicas) faz com que a frequência de emissão flutue. Para compensar estas flutuações, um sistema de estabilização de frequências adicional foi construído para o laser mestre e para o laser de rebombeio. Este sistema usa como referência o sinal da espectroscopia de absorção saturada (SAS) de uma célula de vapor de Rubídio e um sistema de retroalimentação de corrente.

4.4 Estabilização da Frequência dos Lasers

Para estabilizar os lasers de aprisionamento usamos um sistema de retroalimentação de corrente para o laser mestre e injeção ótica para os lasers escravos [30]. Nesta montagem, um circuito eletrônico usa o sinal obtido pela espectroscopia de absorção saturada (SAS) [11] para fornecer uma corrente de retroalimentação e assim travar o laser mestre (laser 1) próximo a frequência de transição hiperfina $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. Uma pequena amostra do feixe emitido pelo laser mestre é injetado na cavidade dos lasers escravos (laser 2 e laser 3), forçando-os a emitir na mesma frequência e com a mesma largura de linha.

feixes refletidos em sentido contra propagante usando um par de espelhos planos e um *beam-splitter* (BS). Dois fotodetetores captam o sinal obtido pela passagem dos feixes na célula de Rubídio e um circuito eletrônico faz a subtração entre estes dois sinais.

Um gerador de sinais é usado para criar uma modulação de corrente através de um sinal triangular. O efeito da modulação é produzir uma varredura em torno de uma determinada frequência emitida pelo laser. O sinal obtido pela subtração da absorção simples e da absorção saturada é ligado ao circuito de estabilização (*lock*) e a um osciloscópio, que permite a visualização do espectro das transições hiperfinas. Uma vez encontrada as linhas de absorção do Rubídio pelo ajuste da corrente na fonte DC, podemos desligar a modulação e usar o circuito *lock* para ajustar o *offset* de corrente de modo a encontrar a frequência de emissão que será travada.

Figura 4.7: Esquema simplificado da estabilização da frequência dos lasers 1 e 4.

Os espectros de absorção hiperfina correspondendo a varredura das transições a partir dos estados fundamentais $F_g = 2 \rightarrow F_e$ e $F_g = 3 \rightarrow F_e$ estão na figura 4.8. A frequência é estabilizada usando um ponto de frequência pertencente ao pico de *Cross-Over* mais próximo a transição desejada.

Os picos de *Cross-Over* são usados devido a sua maior intensidade em relação aos picos de transição, o que garante uma maior estabilidade ao *lock*. Assim, estabilização da frequência do laser é feita de forma que haja uma dessintonia δ_{lock} abaixo da transição atômica desejada. Para conseguir a sintonia fina das frequências de aprisionamento e rebombeio usamos moduladores acusto-óticos (AOMs), que adicionam um $n\delta_{AOM}$ em frequência aos feixes transmitidos suas ordens de difração $n = -1, 0, +1$.

Figura 4.8: Espectros das transições hiperfinas $F = 2 \rightarrow F'$ e $F = 3 \rightarrow F'$.

4.4.2 Injeção ótica e estabilização dos lasers escravos.

Diferente dos laser mestre e rebombeio, usamos injeção ótica para controlar os lasers 2 e 3 (lasers escravos). Uma pequena intensidade do laser 1 incide sobre a cavidade do laser escravo e o obriga a copiar a frequência de emissão e largura de linha. Dessa forma, os sinais emitidos pelo laser mestre e escravos será, para todos os efeitos, igual.

Para que a injeção ótica tenha este efeito, é necessário que o modo de emissão esteja relativamente próximo. Desta forma, para estabilizar um laser escravo, basta que o laser mestre tenha sua frequência travada pelo sistema de *lock* descrito anteriormente e seu modo de emissão seja ajustado pela corrente na fonte DC. Para monitorar a injeção e o travamento da frequência, uma pequena intensidade do laser escravo é direcionada para uma cavidade Fabry-Perot, que permite a visualização dos modos de emissão em um osciloscópio (figura 4.9).

A parte mais crítica desta técnica é o alinhamento do feixe do laser mestre com a cavidade do laser escravo. Para fazer isso usamos o fato dos diodos usados possuírem um fotodiodo acoplado, de forma que podemos usar o sinal captado por ele para otimizar a injeção através do alinhamento do laser mestre. O processo para o alinhamento consiste em travar a frequência do laser mestre e adicionar uma corrente triangular à alimentação do laser escravo, para varrer o comprimento de onda. Observando o sinal captado pelo fotodiodo, ele deverá ser triangular caso não haja injeção. Com o alinhamento do feixe, a medida que o alinhamento com a cavidade é otimizado podemos ver a formação de um “platô” na curva quando o laser escravo está no modo correto de emissão.

A faixa de captura para o travamento de modo é de alguns Giga-Hertz e tem se mostrado

Figura 4.9: Sistema de injeção e estabilização da frequência dos lasers escravos.

confiável em nossas experiências. O travamento é constantemente monitorado observando o sinal do Fabry-Perot, e caso um dos lasers escravos saia da frequência desejada é preciso apenas um ajuste fino na corrente fornecida pela fonte DC.

4.4.3 Controle fino da frequência

Como já mencionamos, para encontrar as frequências de aprisionamento corretas, precisamos ter um controle confiável com precisão de até 1MHz . Isso seria muito difícil usando apenas o controle de temperatura e corrente dos lasers. Para vencer esta dificuldade usamos associações de moduladores acusto-óticos.

Um AOM é basicamente um transdutor piezoelétrico acoplado a um cristal. Quando uma corrente alternada percorre o transdutor, as vibrações criam *fônons* na rede cristalina que interagem com o laser. O resultado é um efeito de difração onde a frequência f_0 é alterada para $f_0 + m\delta_{AOM}$ para cada ordem de difração ($m = 1, 0, -1$) correspondente.

Para obter um controle da frequência do laser usamos a ordem $+1$ de difração. Assim, controlando a corrente em frequência e amplitude, podemos controlar o acréscimo de frequência δ_{AOM} . Porém, o ajuste da frequência provoca uma alteração da separação angular entre as ordens de difração, o que provoca uma indesejável mudança do alinhamento dos feixes a cada ajuste da dessintonia (figura 4.10) [32].

Para evitar este problema, usamos uma dupla passagem pelo modulador. Este esquema toma vantagem do uso de uma lente convergente para corrigir os desvios angulares provocados pelo AOM posicionando um espelho plano e o AOM sobre os planos focais da lente. Para o melhor

Figura 4.10: Ilustração do efeito de um AOM sobre um feixe de frequência f_0 . O desvio angular θ depende da dessintonia δ provocada pelo modulador.

aproveitamento da potência do laser, o alinhamento entre o AOM e o feixe incidente é feito de forma que a potência da ordem de difração $+1$ seja máxima. O feixe difratado terá sua trajetória alterada pela lente convergente, se propagando em uma direção paralela ao eixo principal da lente. O espelho plano é ajustado de forma que o feixe retro refletido se sobreponha ao incidente, fazendo a mesma trajetória mas em sentido contrário. O resultado é uma segunda passagem pelo AOM, e um feixe com frequência $f_0 + 2\delta_{AOM}$ sobreposto ao de frequência f_0 mas em sentido contra propagante.

Para separar os dois feixes, basta usar uma lâmina $\lambda/4$ e um cubo polarizador. O feixe que irá sair da dupla passagem irá passar duas vezes pela $\lambda/4$, o que irá mudar sua polarização em 90° e fazer com que siga uma trajetória independente do feixe incidente após passar pelo cubo polarizador (*polarizing beam splitter* - PBS). O esquema da dupla passagem utilizado está em detalhes na figura 4.11.

Figura 4.11: Dupla passagem pelo AOM, onde usamos o feixe de ordem $+1$ para o ajuste fino da dessintonia. O AOM e o espelho plano foram colocados nos planos focais de uma lente convergente de $f = 15\text{cm}$.

Nossos moduladores são feitos para provocar desvios próximos a 80MHz . Após a dupla

passagem, o ganho em frequência será dobrado e muito acima do valor da dessintonia desejada ($\Delta \approx \Gamma$). Para conseguir variações pequenas, usamos uma associação de duas duplas-passagens. A primeira dupla passagem (AOM1a) é colocada antes do sistema de *lock* do laser 1. Isso faz que todos os lasers de aprisionamento estejam travados a uma frequência $2\delta_{AOM1a}$ abaixo da frequência de referência obtida para travar o laser mestre.

Para um segundo ajuste da dessintonia, colocamos uma dupla-passagem para cada laser de aprisionamento (como pode ser visto na figura 4.6), o que fará um acréscimo na frequência de $2\delta_{AOM1b}$. Os moduladores AOM2 e AOM3 são controlados pelo mesmo circuito gerador de sinal do AOM1b. Isso permite que todos tenham a mesma dessintonia e também que seja feito o desligamento simultâneo dos lasers de aprisionamento, uma vez que só existe a ordem $+1$ do feixe se o modulador estiver ligado.

Com as associações de moduladores e a dessintonia δ_{lock} usada no travamento da frequência dos lasers, podemos conseguir uma dessintonia final para os feixes de aprisionamento dada por $\delta = \delta_{lock} - 2(\delta_{AOM1a} - \delta_{AOM1b})$. Podemos conferir a montagem atual da MOT com todos os componentes na figura 4.12. O uso dos AOMs permite que controlemos a frequência e a intensidade dos feixes da MOT através do ajuste da tensão sobre os controles de frequência modulada (FM) e amplitude modulada (AM) do modulador.

Figura 4.12: Montagem atual da Armadilha Magneto-Ótica

4.5 Controle Eletrônico Automatizado

Para gerar os sinais eletrônicos que irão controlar o ligamento/desligamento da nuvem de átomos frios e sincronizar com a aquisição de dados através da câmera CCD ou espectroscopia, utilizamos um software confeccionado através do NI¹ LabVIEW. Este software comunica-se com os diversos dispositivos eletrônicos através de uma placa de conversão digital-analógica PCI-6723 produzida pela *National Instruments*. Esta placa permite que controlemos até 32 canais ao mesmo tempo de maneira independente.

O software para a aquisição de imagens também foi implementado através do LabVIEW. Usamos uma câmera CCD KP-M3 (Hitachi) para adquirir as imagens da nuvem. As imagens são gravadas no computador através de uma placa de captura de vídeo *Frame Grabber DT-3152* da *Data Translation*. Usando as bibliotecas fornecidas pela própria fabricante, conseguimos acessar e controlar a placa através do LabVIEW e obter imagens em formato bitmap da nuvem.

Assim, o programa é capaz de gerar sinais de *trigger* para os AOMs e bobinas, controlando o ligamento/desligamento dos campos de aprisionamento. Além disso, podemos gerar sinais de trigger para os meios de aquisição, como a câmera CCD e osciloscópios (usados na espectroscopia da nuvem) e gerar o sinal de varredura para os lasers de espectroscopia.

Na figura 4.13 temos uma imagem do painel de controle que permite a configuração dos sinais eletrônicos a serem usados para controlar os 32 canais através da placa NI PCI-6723. Podemos conferir também, os controles relacionados com a aquisição da imagem da nuvem.

Este sistema de controle permite a sincronização de vários sinais, controlando de maneira independente até 32 canais que podem ser usados tanto para o carregamento da MOT, quanto para o controle de equipamentos de aquisição. Este mesmo sistema de controle será usado mais adiante, no capítulo 5 e 6, para controlar os sistemas de aquisição da espectroscopia da nuvem.

¹*National Instruments*

Figura 4.13: Painel de controle do programa usado para a aquisição de imagens e gerar os sinais eletrônicos que controlam os diversos equipamentos relacionados à aquisição de dados e formação da nuvem.

Figura 4.14: Esquema dos sinais eletrônicos gerados pela placa NI PCI-6723 e adquiridos pela placa de captura de vídeos Frame Grabber.

5 Medidas de temperatura e número de átomos aprisionados

Descrevemos o aparato responsável pela formação da nuvem no capítulo anterior. No entanto, desejamos realizar experiências que possam nos mostrar as características dos átomos aprisionados. Essas experiências consistem em medir a temperatura média da nuvem, o número de átomos aprisionados e realizar a espectroscopia dos átomos, analisando suas transições hiperfinas no regime de baixas temperaturas.

A medida desses parâmetros envolve o controle simultâneo de vários componentes eletrônicos. Por exemplo, a medida da temperatura é feita através da análise de imagens da nuvem em diferentes tempos de expansão após o desligamento dos campos de aprisionamento. Os intervalos de tempo são da ordem de milissegundos, o que requer uma grande precisão e controle entre o ligamento/desligamento dos campos de aprisionamento e a obtenção de imagens através de uma câmera CCD.

Além disso, a espectroscopia dos átomos é feita sincronizando o desligamento dos campos de aprisionamento com a varredura em frequência de um laser de prova que passa através da nuvem. Nesse caso, o tempo de varredura também deve ser feito em poucos milissegundos, ou os átomos aprisionados seriam perdidos.

Isso seria impossível através do controle manual dos elementos de aquisição e formação da nuvem. Neste capítulo, iremos descrever como foi feito o controle e a montagem dos aparatos que permitem a caracterização da nuvem de átomos frios.

5.1 Procedimento

Como já foi dito, a temperatura média dos átomos é feita através da análise de imagens obtidas por uma câmera CCD. A câmera é colocada de forma que a nuvem seja formada no foco de uma lente, o que permite a visualização perfeita da nuvem. Para estimar o tamanho da

nuvem, uma foto de um papel milimetrado com a mesma distância entre a lente e a nuvem é tirada. Desta forma, foi possível estimar que cada pixel corresponde a $16\mu m$. Algumas fotografias da nuvem de átomos frios retiradas recentemente podem ser vistas na figura 5.1.

Figura 5.1: Imagem da nuvem de átomos frios obtidas pela câmera CCD.

Para estimar a temperatura da nuvem procedemos do seguinte modo:

1. Para diversos tempos de expansão $t \in \{1ms, 2ms, \dots, 10ms\}$:

(a) Repetimos o seguinte procedimento de cinco a dez vezes para cada tempo de expansão t escolhido acima:

- Registramos uma foto com a câmera CCD sem a formação da nuvem, isso é feito para que as condições de luminosidade do ambiente sejam registradas em um arquivo separado (*background*).
- Carregamos a nuvem e depois desligamos os feixes de aprisionamento, rebombeio e bobinas (opcional). Desta forma, a nuvem irá expandir livremente enquanto cai sob a ação da gravidade.
- Após o intervalo de tempo de expansão, ligamos novamente os lasers de aprisionamento e rebombeio e capturamos uma imagem da nuvem com a câmera CCD.¹
- Subtraímos a imagem da nuvem do arquivo de *background*.
- A imagem subtraída passa por um software que irá analisar a intensidade de fluorescência da nuvem ao longo dos eixos horizontal (x) e vertical (y). Através deste perfil, estimamos as médias quadráticas $\langle x^2 \rangle$ e $\langle y^2 \rangle$ das distribuições.

(b) Tiramos a média dos valores de $\langle x^2 \rangle$ e $\langle y^2 \rangle$ obtidos de todas as imagens de cada tempo de expansão.

¹Os lasers são ligados por um intervalo de tempo curto, mas o suficiente para aumentar a fluorescência dos átomos e permitir que uma imagem mais nítida seja formada

2. Construimos gráficos de $\langle x^2 \rangle$ e $\langle y^2 \rangle$ em função de t para os tempos de expansão escolhidos e ajustamos uma função $f(t) = A_0 + A_2 t^2$ para cada gráfico. Os valores ajustados para o coeficiente A_2 serão equivalentes às velocidades quadráticas médias $\langle v_x^2 \rangle$ e $\langle v_y^2 \rangle$ da expansão da nuvem.
3. Aplicamos o teorema da equipartição de energia aos resultados e obtemos duas estimativas para a temperatura da nuvem: $T_x = \frac{M}{k_B} \langle v_x^2 \rangle$ e $T_y = \frac{M}{k_B} \langle v_y^2 \rangle$. A temperatura final da nuvem é obtida fazendo a média entre T_x e T_y .

Para estimarmos o número médio de átomos na nuvem, coletamos uma parte de sua fluorescência utilizando uma lente convergente e focalizamos a luz sobre um fotodetector. A potência luminosa média sobre o fotodetector será

$$P = N_a P_0 \frac{\Theta}{4\pi}, \quad (5.1)$$

onde P_0 é a potência média de um único átomo em todas as direções, N_a é o número de átomos aprisionados e Θ é o ângulo sólido equivalente à cobertura da lente convergente. A potência média emitida por um átomo é igual a sua auto-energia de transição multiplicada pela taxa de emissão de fótons. Uma vez que a taxa média de fótons deve ser igual à taxa de fótons absorvidos (dados pelo vetor de Bloch s_3 multiplicado pela taxa de relaxação Γ), encontramos

$$P_0 = \hbar\omega \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}. \quad (5.2)$$

O ângulo sólido Θ pode ser escrito em função do diâmetro da lente e sua distância à nuvem. Fazendo uma análise geométrica simples da figura 5.2, temos

$$\frac{\Theta}{4\pi} = \frac{1}{2 \left(p^2 + \frac{D^2}{4} \right)} \sqrt{p^2 + \frac{D^2}{4}} \left(\sqrt{p^2 + \frac{D^2}{4}} - p \right) = \frac{1}{2} - \frac{p}{\sqrt{4p^2 + D^2}}. \quad (5.3)$$

A frequência de Rabi Ω pode ser escrita em termos da intensidade total dos feixes de aprisionamento e da intensidade de saturação do rubídio, $I_s \approx 1.6 \text{ mW/cm}^2$ através do parâmetro de saturação s_0 . Substituindo as equações 5.2, 5.3 e 2.13 em 5.1, encontramos:

$$N_a = \frac{4P}{\Gamma} \frac{1}{\hbar\omega} \frac{\sqrt{4p^2 + D^2}}{\sqrt{4p^2 + D^2} - 2p} \frac{4\delta^2\Gamma^2 + I/I_s + 1}{I/I_s} \quad (5.4)$$

A leitura feita da potência do feixe incidente é feita através de um fotodetector, que responde

²Aqui M é a massa do ^{85}Rb e K_B é a constante de Boltzmann

Figura 5.2: Montagem para a medida da fluorescência dos átomos frios. O ângulo sólido Θ é dado pela razão A_{calota}/R^2 , onde $R = \sqrt{p^2 + \frac{D^2}{4}}$ e $A_{calota} = 2\pi R(R - p)$ é a área lateral da lente convergente.

à intensidade do feixe com uma tensão $V = C_{PD}P$. Onde, C_{PD} é chamado de *fator de calibração* e depende da eficiência do detector. Introduzindo V em 5.4, encontramos:

$$N_a = \frac{4}{\Gamma} \frac{V}{C_{PD}} \frac{1}{\hbar\omega} \frac{\sqrt{4p^2 + D^2}}{\sqrt{4p^2 + D^2} - 2p} \frac{4\delta^2\Gamma^2 + I/I_s + 1}{I/I_s} \quad (5.5)$$

5.2 Estimativa de Temperatura da Nuvem

Com a finalidade de conseguir resultados confiáveis para a estimativa da temperatura da nuvem de átomos frios realizamos cinco medidas de temperatura usando tempos de expansão diferentes. As medidas de expansão podem ser vistas nas Figuras 5.3(a), 5.3(b), 5.4(a), 5.4(b) e 5.5. Em todas as estimativas, o resultado mostrou que conseguimos construir uma MOT capaz de realizar um resfriamento sub-Doppler levando os átomos a temperaturas próximas a $54\mu K$ - $65\mu K$. A nuvem foi carregada usando com uma dessintonia entre o feixe de aprisionamento e a transição atômica próxima de $7MHz$ e usando um gradiente de campo magnético de aproximadamente $20G/cm$ com uma intensidade total dos feixes de aprisionamento próxima a $30mW/cm^2$.

Para verificar a influência do campo magnético das bobinas na estimativa da temperatura comparamos a expansão dos átomos com as bobinas sendo desligadas junto com os feixes de aprisionamento e mantendo-as permanentemente ligadas. Na primeira medida de expansão, deixamos que a nuvem se expandisse livremente em um intervalo total de $5ms$, registrando sua imagem com a câmera CCD a cada $0,5ms$. Podemos conferir o resultado através da figura 5.2, onde a expansão do raio gaussiano da nuvem ao longo dos eixos horizontal (x) e vertical (y) estão representados em 5.3(a) e 5.3(b), respectivamente para medidas realizadas com a bobina

(a) Bobina permanentemente ligada. Temperatura estimada: $(60,7 \pm 6,2)\mu\text{K}$.

(b) Bobina desligada durante a expansão. Temperatura estimada: $(65,2 \pm 0,5)\mu\text{K}$

Figura 5.3: Medidas de expansão da nuvem em um intervalo total de 5ms registrados em passos de $0,5\text{ms}$.

de aprisionamento ligada e desligada.

A interpolação dos pontos experimentais forneceu uma velocidade quadrática média de expansão da nuvem equivalente a uma temperatura de $(60,7 \pm 6,2)\mu\text{K}$ e de $(65,2 \pm 0,5)\mu\text{K}$, o que mostra uma pequena diferença em temperatura para as duas situações. Porém, como esta discrepância no valor estimado ainda se encontra dentro da margem de erro da medida em 5.3(b), resolvemos fazer uma nova estimativa de temperatura da nuvem, usando um novo intervalo de expansão.

(a) Bobina permanentemente ligada. Temperatura estimada: $(59,0 \pm 11,2) \mu\text{K}$.

(b) Bobina desligada durante a expansão. Temperatura estimada: $(54,1,7 \pm 1,6) \mu\text{K}$

Figura 5.4: Medidas de expansão da nuvem em um intervalo total de 7ms registrados em passos de 1ms .

Nesta nova medida, o procedimento foi repetido para um intervalo total de expansão de 7ms . Novamente, pela comparação dos resultados mostrados em 5.4(a) e 5.4(b), vemos que a condição de funcionamento da bobina pouco influencia na estimativa de temperatura da nuvem através da análise de sua expansão livre.

Tendo isso em vista, realizamos uma nova medida de expansão da nuvem. Na figura 5.5, temos a expansão da nuvem com a bobina permanentemente ligada em um intervalo total de expansão de 10ms . Estas medidas mostraram que a nuvem possui uma temperatura próxima a $60\mu\text{K}$, mostrando-se coerente com a primeira estimativa. Com isso, podemos garantir que

Figura 5.5: Medidas de expansão da nuvem em um intervalo total de 10ms registrados em passos de 1ms .

nossa MOT é capaz de levar os átomos a temperaturas abaixo do limite Doppler estimado para o Rubídio $T_D = 145\mu\text{K}$, estando ainda duas ordens de grandeza acima do limite de recuo, estimado em $T_R = 357\text{nK}$.

5.3 Medida do número de átomos

Além da medida da expansão da nuvem, fizemos uma análise dos parâmetros de carregamento da nuvem analisando a fluorescência parcial da nuvem captada pelo procedimento descrito na seção 3.1. Usando o LabVIEW foi possível variar a intensidade e dessintonia dos feixes controlando a *amplitude de modulação* (AM) e a *frequência de modulação* (FM) sobre os AOMs através do computador, sem a necessidade de desligar os feixes de aprisionamento.

Para cada valor de controle dos feixes, registramos a intensidade da fluorescência através do fotodetector e da lente convergente. A fluorescência real da nuvem é feita subtraindo-se o sinal obtido pelo fotodetector com a nuvem carregada e do sinal obtido quando o campo magnético das bobinas está desligado. Fazendo isso, medimos que a fluorescência parcial da nuvem, equivalente ao ângulo sólido da lente convergente, possui valores na ordem de 100nW .

Considerando que a fluorescência da nuvem seja isotrópica, a fluorescência total da nuvem é estimada através da simples multiplicação do valor da potência obtida pelo inverso do ângulo sólido da nossa lente (765 sr). Dividindo este valor pela potência carregada por um fóton na transição $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$, encontramos a taxa de fótons emitidos por fluorescência pela nuvem

(Γ_{sc}), o que permite estimar o número de átomos aprisionados na nuvem em 10^8 , para o seu máximo de fluorescência.

Entre uma medida e outra, aguardamos aproximadamente 10s para que a nuvem se estabilizasse. A figura 5.6 mostra a intensidade de fluorescência estimada em função da tensão sobre o controle AM dos moduladores acusto-óticos. Infelizmente, não foi feita uma calibração para obter a intensidade dos feixes de aprisionamento sobre a nuvem com relação aos parâmetros usados no AM. Entretanto, podemos observar um crescimento quase linear da fluorescência da nuvem entre 0,5V e 1,2V, o que indica a faixa segura de operação do AOM para variação da intensidade do feixe.

Figura 5.6: Medida da fluorescência da nuvem em função da tensão do AM. A dessintonia dos feixes em relação à transição de aprisionamento foi fixada em $-8,75\text{MHz}$ ($\approx 1,45\Gamma$).

Na figura 5.7, temos a medida de fluorescência da nuvem em relação à dessintonia quanto a transição hiperfina de aprisionamento (neste caso, já é conhecida a relação de calibração entre o controle FM e a dessintonia provocada nos feixes de aprisionamento). Como esperado, o ajuste dos pontos experimentais através de um Lorentziana nos deu um acordo perfeito. Pela análise da curva, vimos que o pico de fluorescência ocorre para uma dessintonia próxima a largura de linha natural da transição, $\delta_0 = -6,76(4)\text{MHz}$, e largura da Lorentziana igual a $11,5(2)\text{MHz}$.

Assim, pela análise da fluorescência da nuvem na figura 5.7, concluímos que em média o número de átomos aprisionados para dessintonias entre -20MHz até -6MHz variam em média na ordem de 10^7 a 10^8 átomos. Este resultado poderá ser comparado ao valor obtido pela estimativa do número de átomos através da atenuação do feixe de prova nas medidas de

Figura 5.7: Medida da fluorescência da nuvem em função da dessintonia dos feixes em relação a transição $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. Nesta medida, a tensão sobre a AM do modulador foi mantida em 1,8V. O ajuste de uma curva lorentziana nos forneceu os valores da posição de pico (δ_0) e largura a meia altura (Γ).

espectroscopia realizadas no capítulo seguinte.

6 *Espectroscopia dos Átomos Nus*

Os átomos frios constituem um meio conveniente para experimentos que estudam a interação entre a luz e a matéria. Devido a grande redução do alargamento Doppler, a baixa taxa de colisão e um grande tempo de interação, é possível obter resultados de alta precisão utilizando espectroscopia neste tipo de meio.

Para realizar a medida do espectro de transmissão dos átomos frios sem a influência dos lasers de aprisionamento e do campo magnético é necessário que seja feita uma sincronização precisa entre a varredura e o desligamento da MOT (figura 6.1). Para conseguir o resultado desejado, utilizamos sinais gerados por computador através do NI LabVIEW para controlar o carregamento da MOT e o sistema de aquisição.

O controle automatizado possibilitou que um feixe *probe* gerado por um laser de cavidade externa com largura de linha próxima a 5 MHz realizasse uma varredura completa das transições hiperfinas durante a expansão livre da nuvem (aproximadamente 4 ms). Na próxima seção, iremos apresentar em detalhes o arranjo usado na aquisição dos espectros dos átomos frios.

6.1 Arranjo Experimental

Em nosso experimento, usamos a placa PCI 6723 e o software de controle feito em LabVIEW para criar os sinais para o carregamento da MOT e a aquisição do espectro. Os lasers de aprisionamento são sintonizados em -3Γ à -2Γ da transição hiperfina $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ usando moduladores acusto-óticos, controlados através do LabVIEW. O campo magnético é desligado usando um circuito CMOS que interrompe a passagem de corrente sobre as bobinas ao receber um sinal gerado pelo LabVIEW. O controle automatizado dos feixes de aprisionamento e das bobinas permite que o carregamento e o desligamento da nuvem seja sincronizado com a varredura do laser *probe*.

Para verificar a eficiência do desligamento do campo, captamos a tensão sobre as bobinas e a tensão induzida em uma pequena espira posicionada próxima à MOT. Assim, após várias

Figura 6.1: (a) Feixes e campo magnético ligados para o carregamento da nuvem de átomos frios. (b) Desligamento dos feixes e campo magnético sincronizados com a passagem de um laser *probe* e aquisição do sinal através de um fotodetector (Phd).

tentativas de minimizar o efeito de oscilação do campo magnético das bobinas devido o corte da corrente, conseguimos configurar o sinal de corte do campo magnético conforme visto na figura 6.2(b).

O controle da intensidade do feixe *probe* sobre a nuvem de átomos frios, adicionamos um modulador eletro-ótico(EOM) na passagem do feixe. O EOM permite que seja feito o ajuste da intensidade do feixe transmitido de acordo com a tensão aplicada sobre ele. Este efeito é obtido pela presença de um cristal em seu interior, cuja posição é rotacionada de acordo com a tensão, localizado entre dois polarizadores. Este cristal irá atuar como uma lâmina de meia onda, girando a polarização do campo, fazendo que a potência transmitida seja o resultado da passagem pelo polarizador na saída do EOM. Uma lâmina de meia onda e um cubo polarizador estão localizados antes do EOM para que a intensidade do feixe na entrada do modulador seja tal que, quando nenhuma tensão é aplicada sobre ele, o feixe seja totalmente extinguido.

Um sinal adicional, em forma de rampa, é aplicado sobre o controle PZT do laser *probe*. O ajuste deste sinal permite que seja feita a varredura em frequência de todas as transições hiperfinas a partir de $F_g = 3$. Este sinal é usado, também, como o *trigger* para um osciloscópio de quatro canais. Através deste osciloscópio, conseguimos registrar o espectro de absorção dos átomos frios pela leitura de tensão no fotodetector. Juntamente com a espectroscopia da nuvem, registramos o espectro de absorção saturada de uma célula de *Rb*, feito com uma pequena intensidade do laser do laser *probe* desviada por um cubo polarizador antes do EOM. O arranjo simplificado pode ser visto na figura 6.2(a) e uma curva de absorção dos átomos frios obtida diretamente do osciloscópio é visualizada na Figura 6.2(c).

Figura 6.2: (a) Arranjo utilizado para a espectroscopia dos átomos nus. (b) Sinais gerados pelo LabVIEW para a sincronização do desligamento da MOT e coleta do espectro de transmissão durante o tempo de uma varredura. A linha verde indica o sinal de tensão ligado ao circuito CMOS responsável pelo corte de corrente das bobinas. A linha preta é a medida da tensão induzida pela variação do campo magnético durante o desligamento das bobinas em uma pequena espira posicionada próximo a câmara de vácuo. O sinal enviado para o EOM que permite a passagem do feixe de prova é mostrado na curva vermelha e o sinal azul representa a varredura na tensão sobre o PZT. (c) Espectro gerado pela transmissão do feixe *probe* na nuvem de átomos frios (em amarelo) visualizado na tela do osciloscópio. Podemos visualizar, também, o sinal de absorção saturada em uma célula de vapor de *Rb* (linha vermelha)

6.2 Procedimento e Análise

Utilizando o aparato descrito na seção anterior, conseguimos obter 06 curvas de absorção para os átomos nus, onde cada curva representa uma única varredura em frequência do laser *probe*. Primeiramente, ajustamos o valor otimizado dos parâmetros de AM e FM utilizando o LabVIEW. Isto foi feito para que tivéssemos o maior número de átomos possível em nossa nuvem.

A introdução do EOM no arranjo de espectroscopia possibilitou que a intensidade do laser *probe* fosse ajustada e a varredura sincronizada com o desligamento dos feixes de aprisionamento. Desta forma, foi possível variar a intensidade do *probe* para $0,3\text{mW}/\text{cm}^2$, $0,6\text{mW}/\text{cm}^2$, $1,2\text{mW}/\text{cm}^2$, $2\text{mW}/\text{cm}^2$, $3\text{mW}/\text{cm}^2$ e $4\text{mW}/\text{cm}^2$. Devido a ausência de *light-shift*, dado o desligamento dos feixes *pump*, não realizamos a variação de dessintonia nesta série de medidas.

Entretanto, como podemos observar na figura 6.2(c), o cristal presente no EOM gerou uma modulação de intensidade do laser durante a varredura. Para normalizar a transmissão do feixe, utilizamos como referência a interpolação polinomial da curva de absorção na ausência dos picos de absorção (figura 6.3).

Figura 6.3: (a) Transmissão do feixe *probe* (linha preta), espectroscopia de absorção saturada de uma célula de vapor (linha vermelha) e interpolação da modulação do feixe devido ao EOM.

A conversão do eixo temporal em frequência foi feita usando a espectroscopia de absorção saturada de uma célula de vapor. Os dois picos mais intensos observados pela SAS na figura (6.3) equivalem aos picos de *Cross-Over* entre as transições $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2,4$ e $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3,4$, as posições destes picos possibilitaram a conversão em frequência, seguindo como referência o diagrama de níveis hiperfinos representados na figura 2.4. Realizando a mesma

análise em todas as curvas de transmissão obtidas, representamos os resultados na figura 6.4 na seção posterior.

6.3 Resultados

A figura 6.4 reúne as curvas de absorção obtidas através do desligamento de todos os campos de aprisionamento (óticos e magnéticos). Como podemos notar, a posição de seus picos sobre um leve desvio e de maneira geral, temos uma largura de linha compatível com as medidas feitas no capítulo anterior.

Figura 6.4: Espectros de transmissão obtidos através do desligamento simultâneo dos feixes de aprisionamento e campo magnético em diversas intensidades de feixe de prova.

A posição dos picos de ressonância das transições hiperfinas e suas respectivas larguras de linha podem ser observadas na Figura 6.5. Como podemos observar, conseguimos resolver perfeitamente as transições hiperfinas. Para obter os valores do centro das transições e suas respectivas larguras, usamos a interpolação dos pontos experimentais através de 3 lorentzianas.

(a)

(b)

Figura 6.5: (a) Posição dos picos de ressonância das transições hiperfinas. (b) Larguras de linha medidas. Os resultados foram obtidos pela interpolação de três lorentzianas.

7 *Espectroscopia Raman dos Átomos Frios*

Vários trabalhos envolvendo a espectroscopia Raman *Pump – Probe* podem ser encontrados, mostrando que este tipo de experimento pode ser uma importante ferramenta no estudo dos graus internos de liberdade (transições) e graus externos de liberdade (velocidade) dos átomos frios [4, 11, 16, 27, 29].

Neste capítulo, realizamos a espectroscopia Raman *pump-probe* na nuvem de átomos frios gerada pela MOT, estudando transições hiperfinas a partir do estado fundamental $F_g = 3$. Na primeira seção, descrevemos o arranjo experimental usado para obter os espectros de absorção, enquanto nas seções posteriores são descritos os procedimentos e resultados obtidos.

7.1 Arranjo Experimental

Em nosso experimento, usamos os feixes de aprisionamento dessintonizados em algumas larguras de linha da transição $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ (entre -3Γ e -2Γ) como o laser *pump*. Os parâmetros destes lasers podem ser alterados, como já foi mencionado no capítulo 4, através do controle da amplitude modulada (AM) e frequência modulada (FM) sobre os moduladores acusto-óticos em configuração de dupla passagem. O estudo das propriedades dos átomos presos na armadilha é feito usando um laser de diodo de cavidade externa adicional, construído em nosso laboratório que atua como nosso *probe*.

Este laser incide sobre os átomos formando um ângulo de aproximadamente 5° com o feixe de aprisionamento mais próximo e de forma quase ortogonal com os demais. Sua frequência é sintonizada nas transições hiperfinas do ^{85}Rb através do controle de corrente e temperatura sobre o diodo laser e da tensão sobre o PZT que regula a grade de difração da cavidade. A referência em frequência é feita observando o sinal de espectroscopia de absorção saturada em uma célula de vapor de Rubídio, usando uma pequena intensidade do feixe desviada através de uma lâmina $\lambda/2$ e um cubo polarizador.

O feixe gerado possui um diâmetro de aproximadamente $0,5\text{cm}$, sendo aproximadamente do mesmo diâmetro da nuvem. A intensidade do feixe é regulada através de uma lâmina de $\lambda/2$ e um cubo polarizador adicional, resultando em uma polarização linear incidente sobre os átomos aprisionados. Um gerador de função fornece um sinal triangular de tensão ligado ao controle PZT do laser *probe*, de forma que essa variação periódica cria uma varredura em frequência ao redor de uma frequência central, sintonizada manualmente. A tensão foi ajustada de maneira a fornecer uma varredura completa para todas as transições a partir de $F_g = 3$

Após incidir sobre a amostra de átomos frios, o feixe *probe* tem sua potência registrada por um fotodetector DET100 da Thorlabs, ligado a um osciloscópio digital que usa como sinal de *trigger* o mesmo sinal de varredura ligado ao PZT. Em outro canal do osciloscópio, conectamos o sinal captado pela SAS da célula de vapor. Desta forma, conseguimos ter uma comparação direta entre o sinal obtido pela espectroscopia dos átomos frios e nossa referência em frequência dada pela SAS. Uma simplificação do esquema descrito pode ser vista na figura 7.1(a), enquanto um exemplo do espectro obtido é dado pela curva de tensão em função do tempo apresentada na figura 7.1(b), obtida diretamente na tela do osciloscópio.

Como podemos observar, na figura 7.1(b) a espectroscopia *pump – probe* dos átomos nos fornece três grandes picos, equivalentes às transições $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$. Podemos observar ainda uma quarta estrutura central, equivalente as transições Raman entre os vários subníveis Zeeman do estado fundamental $F_g = 3$, causadas pela interação simultânea do átomos com os feixes *pump* e *probe*.

7.2 Procedimento

Utilizando o aparato descrito na seção anterior obtivemos 12 espectros de transmissão da nuvem de átomos frios. Cada espectro foi obtido através da média de 64 curvas de absorção para uma determinada dessintonia do laser *pump* para uma intensidade do laser *probe*.

Primeiramente, a dessintonia do feixe de aprisionamento era ajustada através da frequência modulada sobre os AOMs e era realizado o carregamento da nuvem de átomos frios na MOT. Feito isso, com uma lâmina $\lambda/2$ ajustamos o valor transmitido para os átomos frios medindo com um *power meter* a potência transmitida pelo cubo polarizador localizado após a lâmina de meia-onda.

Depois de determinar a potência do feixe *probe*, retiramos o *power meter* e permitimos que o laser incida sobre a armadilha. Com um gerador de função, criamos uma modulação triangular de tensão sobre o PZT do laser *probe*. Desta forma, o laser *probe* varre uma faixa de

Figura 7.1: (a) Arranjo da espectroscopia dos átomos vestidos. (b) Representação geométrica dos feixes da MOT (*pump*) e *probe* no arranjo experimental.

frequências que permite a visualização de todas as transições hiperfinas a partir de $F_g = 3$

O espectro é visualizado através de um osciloscópio digital com quatro canais. Neste osciloscópio, o sinal de absorção da MOT é ligado no primeiro canal, enquanto a SAS de uma célula de vapor de *Rb* é feita através do segundo. Isso permite que uma referência em frequência seja estabelecida para o espectro da MOT. O sinal de modulação do PZT é usado também como o

signal de *trigger* para a aquisição do osciloscópio, o que torna possível a aquisição do espectro através da média de 64 curvas de tensão vs tempo.

As curvas foram salvas guardando a imagem do osciloscópio, assim como os dados. Desta forma, temos a visualização exata da tela do osciloscópio, que poderia ser usada diretamente para uma consulta rápida caso alguma discrepância fosse notada na manipulação e tratamento dos pontos experimentais contidos nos dados. Estes arquivos foram tratados através de um software livre, o QtiPlot que permite representar graficamente as curvas e realizar sua análise.

O tratamento consistiu na conversão da escala de tempo (ms) do osciloscópio para uma escala em frequência (MHz), usando como referência o sinal de SAS obtido simultaneamente com o de absorção da MOT. A normalização da absorção foi feita tendo como referência o valor obtido medindo a transmissão do laser *probe* na ausência do carregamento da nuvem. Para este experimento, o laser não apresentou variação significativa durante uma varredura da câmara na ausência dos átomos frios, de modo que a potência emitida pelo laser *probe* pode ser considerada constante ao longo da varredura.

Ao todo, conseguimos espectros em três dessintonias diferentes entre os feixes *pump* e a transição atômica (20MHz, 24MHz e 28MHz), medidos com quatro diferentes intensidade do laser *probe* ($I = 4mW/cm^2$, $3,2mW/cm^2$, $2,4mW/cm^2$ e $1,2mW/cm^2$), totalizando 12 espectros que estão apresentados na próxima seção.

7.3 Resultados

Os espectros de transmissão obtidos pela espectroscopia Raman na MOT são mostrados nas figuras 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5, respectivamente. Como podemos notar, a amostra de átomos frios gerada pela MOT permite a resolução das linhas espectrais das transições hiperfinas partindo de $F_g = 3$. Isso é possível graças grande redução do alargamento Doppler que ocorre devido ao resfriamento dos átomos. É possível identificar as transições $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ com picos próximos a $-83MHz$, $-20MHz$ e $100MHz$, respectivamente. A posição destes picos em função da intensidade dos feixes é mostrada nas figuras 7.6(a), 7.6(b) e 7.6(c).

A posição, largura e intensidade dos picos de absorção foram determinados através da interpolação dos dados experimentais por 5 Lorentzianas. Os resultados desta interpolação podem ser vistos nas figuras 7.6 e 7.7.

O comportamento da posição os picos é o resultado de uma complexa interação entre do átomo com os feixes de aprisionamento e o campo magnético das bobinas. Em nossas medidas,

Figura 7.2: Espectroscopia Raman para intensidade do feixe de prova $I_p = 4\text{mW}/\text{cm}^2$.

Figura 7.3: Espectroscopia Raman para intensidade do feixe de prova $I_p = 3,2\text{mW}/\text{cm}^2$.

Figura 7.4: Espectroscopia Raman para intensidade do feixe de prova $I_p = 2,4\text{mW}/\text{cm}^2$.

percebemos um desvio sistemático da posição dos picos em relação ao valor de referência [28]. Este desvio pode ser um atraso na detecção do espectro, provocando uma diferença entre o espectro de transmissão da nuvem de átomos e a curva de absorção saturada usada como referencial de frequência. A largura das linhas de transição estiveram sempre na ordem de 10MHz , tendo contribuições tanto do alargamento pela potência do feixe, quanto do alargamento inhomogêneo devido ao gradiente do campo magnético. Nos gráficos 7.7(a), 7.7(b) e 7.7(c) observamos que as linhas espectrais se tornam mais resolvidas com o aumento da intensidade do feixe de prova após atingir um valor máximo de alargamento. Este comportamento levanta questões

Figura 7.5: Espectroscopia Raman para intensidade do feixe de prova $I_p = 1,2\text{mW}/\text{cm}^2$.

Figura 7.6: Picos em função da potência do *probe*. Os valores de referência das transições são encontrados em [28] e estão representados pela linha em azul.

de como o campo magnético da MOT afeta a largura de linha observada, uma vez que o comportamento esperado para o alargamento por potência é representado pela função $\Gamma' = \Gamma(1 + s_0)$ com $\Gamma = 6\text{MHz}$.

Figura 7.7: Larguras da transição em função da potência do *probe*. A linha azul descreve o alargamento esperado devido a potência do laser Γ' .

7.4 Análise e discussão dos Resultados

O sinal esperado para a espectroscopia Raman dos átomos frios será a soma das lorentzianas de absorção das transições hiperfinas, cujas frequências de ressonâncias para as transições $5^2S_{1/2}(F_g = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F_e = 2, 3, 4)$ são $-83,84MHz$, $-20,44MHz$ e $100.2MHz$, respectivamente [28].

Além das transições hiperfinas, devido a interação dos átomos com os feixes de aprisionamento, teremos a quebra da degenerescência em m_F para os níveis $F_g = 3$ e $F_e = 4$ que dará origem aos processos discutidos nas seções 1.6 e 1.7. De acordo com a teoria para o *light-shift*, este processo irá promover três ressonâncias distintas, localizadas em $\omega_{pump} \pm \Omega'$ e uma estrutura central em ω_0 .

A estrutura central em ω_0 será composta pelos espectros s_{RZR} e s_{RIR} , discutidos nas seções 2.6 e 2.7. Podemos encontrar o aspecto esperado de uma varredura feita nesta ressonância central, considerando basicamente que o espectro formado será a soma das contribuições de cada processo. Na MOT, temos um total de seis feixes, que criam diferentes contribuições de RIR. Desta forma, o espectro esperado da figura central será da forma

$$s(\delta)_{MOT} = s_{RZR}(\delta) + s_{RIR}(\delta, \theta) + s_{RIR}(\delta, 180^\circ - \theta) + s_{RIR}(\delta, \theta + 90^\circ) + s_{RIR}(\delta, 90^\circ - \theta) + 2s_{RIR}(\delta, 90^\circ) \quad (7.1)$$

Para uma nuvem de átomos com $70\mu K$, com feixes de aprisionamento com $I_{max} = 20mW/cm^2$, temos que o espectro esperado segundo 7.1 será representado pela Figura 7.8(a).

No entanto, quando simulamos a presença das ressonâncias centradas em $100.4MHz$ e $\omega_{pump} \pm \delta$, encontramos que esta estrutura central se aglutina devido a grande largura de linha das ressonâncias principais 7.8(b) As estruturas centrais observadas nas Figuras 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5 são equivalentes às ressonâncias $\omega_{pump} \pm \Omega'$. Podemos, então, encontrar os Light-Shifts através das distâncias entre os pontos de máximo e mínimo encontrados nos gráficos. Desta forma, a interpolação dos gráficos pode ser feita através de cinco lorentzianas principais, que estarão relacionadas com os *light-shifts* e as ressonâncias das transições hiperfinas. Infelizmente, nosso aparato não possui o poder de resolução necessário para medir as transições RIR e RZR que seriam fundamentais para o estudo da MOT.

A distância em frequência dos picos de ganho e absorção das estruturas centrais é equivalente ao dobro da frequência de Rabi generalizada $\Omega' = \frac{\Gamma}{2}\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}$. A curva para a frequência de Rabi esperada, usando $I_{pump} = 20mW/cm^2$, em função da dessintonia entre o feixe de apris-

(a)

(b)

Figura 7.8: (a) Ressonância central esperada através dos processos de RIR e RZR para uma MOT com feixes de intensidade $20mW/cm^2$ e $70\mu K$. (b) Devido a proximidade da transição $F_e = 4$ as ressonâncias RIR e RZR ficam indistinguíveis em uma varredura muito longa.

Figura 7.9: Valores experimentais da frequência de Rabi generalizada Ω' em função da dessintonia entre o campo de aprisionamento e a ressonância atômica. A linha em azul escuro mostra os valores esperados da frequência de Rabi generalizada, $\Omega' = \frac{\Gamma}{2}\sqrt{\delta^2 + \Omega^2}$, para um valor de $I_{pump} = 20 \text{ mW/cm}^2$.

sionamento e a ressonância atômica pode ser vista na figura 7.9 juntamente com os valores experimentais medidos a partir dos resultados mostrados nas Figuras 7.2, 7.3, 7.4 e 7.5.

8 *Conclusões e Perspectivas*

Usando uma armadilha magneto-ótica para gerar as amostras de átomos frios, conseguimos realizar espectroscopia de transmissão e Raman *pump – probe* com alta resolução das transições hiperfinas $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. Os resultados da caracterização da MOT pela análise da fluorescência da nuvem e do tempo de expansão livre dos átomos, mostrou que cerca de 10^8 átomos foram aprisionados com temperatura de $70\mu K$, nas condições ótimas de dessintonia dos feixes de aprisionamento.

A espectroscopia *pump – probe* dos átomos frios nos permitiu observar o efeito de light-shift devido os campos de aprisionamento. A grande intensidade dos feixes de aprisionamento e a proximidade entre a transição para o nível hiperfino $F_e = 3$ e as transições Raman entre os subníveis Zeeman e dos estados do momento linear não permitiram que estas estruturas fossem visualizadas experimentalmente. Essa restrição impediu que usássemos a espectroscopia *pump – probe* para medir a temperatura da nuvem.

Um fator que prejudicou a resolução dos espectros obtidos foi o esquema utilizado para realizar a varredura em frequência do laser *probe*. Durante a varredura o laser é deixado livre, sem nenhum sistema de travamento de frequência (como os usados nos lasers de aprisionamento e rebombeio da MOT). Como fazemos a varredura de frequência diretamente pela tensão no PZT do laser de diodo, conseguimos obter o espectro de absorção. Porém, flutuações do laser durante o processo de varredura podem acabar “borrando” o sinal e piorando a resolução do espectro medido.

Desta forma, a frequência de emissão do laser *probe* pode sofrer pequenas variações devido a condições de temperatura e da própria alimentação de corrente. Como a modulação de corrente sobre o PZT é grande em comparação às outras possíveis variações, ainda conseguimos resolver espectralmente as transições hiperfinas a partir de $F_g = 3$.

De maneira geral, as curvas obtidas através da espectroscopia *pump – probe* mostraram larguras de linha mais estreitas quando comparadas com as curvas obtidas pela espectroscopia dos átomos nus. Podemos perceber um resultado contrastante quando comparamos as figuras

6.5(b) e 7.7. Na espectroscopia de átomos nus observamos um aumento da largura de linha em função do crescimento da intensidade do laser *probe*. No entanto, a largura de linha dos átomos vestidos parece diminuir após alcançar um valor máximo com o aumento da intensidade do laser *probe*, sendo que o efeito esperado para o alargamento de linha devido a saturação do laser, dado por $\Gamma' = \Gamma\sqrt{1+s_0}$. Este efeito deixa em aberto perguntas a respeito da contribuição do alargamento inhomogêneo devido ao gradiente de campo magnético e da interação do átomo com o campo *pump*, gerado pelos feixes e aprisionamento.

Usando o fator giromagnético dos níveis hiperfinos, $g_{F_g=3} = 0.47G/cm$ e $g_{F_e=4} = 0.70G/cm$ [28], podemos estimar que o alargamento inhomogêneo da linha de absorção associado ao gradiente de campo magnético $\partial_z B = 20G/cm$ é aproximadamente $0.5MHz$. Isto mostra que a maior contribuição para o alargamento das linhas espectrais vem de outros fatores, como alargamento por potência

Embora o crescimento da largura das linhas espectrais observadas nas curvas para os átomos frios sejam coerentes com o alargamento de potência, elas ainda apresentam uma largura maior que o esperado. Uma possível explicação para este efeito seria um alargamento por colisão entre os átomos durante a expansão livre. Outra possibilidade, seria uma resposta ao alargamento inhomogêneo do campo magnético. Como podemos observar na figura 6.2(b), o campo magnético das bobinas sofre um rápido aumento, atingindo um valor máximo a partir do qual, começa a decair exponencialmente. Após aproximadamente 2τ ¹, estimado em aproximadamente $0.7ms$ através da figura 6.2(b), o gradiente do campo magnético cai em aproximadamente uma ordem de grandeza. Assim, podemos estimar que o alargamento do campo magnético para os átomos nus seria da ordem de $50KHz$.

Outro ponto a ser verificado é aparecimento de um deslocamento sistemático dos picos de absorção que aparece em todas as medidas do espectro da nuvem (tanto nas curvas obtidas na espectroscopia dos átomos nus, quanto nos resultados da espectroscopia *pump – probe*). Isto pode estar relacionado a um atraso do sistema de detecção. Uma defasagem entre a aquisição do sinal da SAS, usada como nossa referência em frequência, e o sinal obtido pela espectroscopia dos átomos pode gerar este deslocamento da frequência central dos picos de absorção.

Para verificar estes pontos em aberto, necessitamos que melhorias no arranjo da espectroscopia Raman dos átomos sejam feitas. Uma primeira melhoria a ser pensada é a forma de como realizamos a varredura em frequência do laser *probe*. O uso de um sistema de travamento de frequência similar ao usado na MOT pode evitar que as possíveis flutuações na frequência de emissão do diodo laser. Neste caso, a varredura em frequência do laser seria feita usando a

¹aqui, τ é a meia vida do decaimento

Figura 8.1: Proposta de arranjo para a observação das transições Raman nos átomos da MOT. Neste esquema, o modulador acusto-ótico AOM_{R2} seria usado para gerar o efeito de varredura no laser *probe*, enquanto o modulador AOM_{R1} nos daria a possibilidade de ajustar a frequência ω_{probe} para um ponto distante da ressonância $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$, evitando que a largura de linha desta transição se sobreponha às transições *RIR* e *RZR*. Na saída do laser deve-se colocar um isolador ótico para evitar que campos parasitas voltem sobre o diodo laser.

dupla passagem por um modulador acusto-ótico. Além da maior estabilidade da frequência emitida pelo laser *probe*, neste esquema poderíamos ter um maior controle sobre os parâmetros de varredura. O ajuste correto da modulação sobre o controle FM do acusto ótico nos daria a opção de realizar varreduras completas das transições hiperfinas ou reduzir esta varredura para poucos *KHz* ao redor de uma frequência central. Em nosso arranjo atual, a varredura através da modulação da tensão sobre o PZT sujeitava o diodo laser a possíveis saltos de modo, o que muitas vezes limitou nossas opções de varredura.

O uso de um laser *pump* independente dos lasers de aprisionamento nos daria a vantagem de afastar as transições Raman da transição para nível $F_e = 4$. Isso permitiria uma melhor interpretação dos efeitos relacionados as ressonâncias por *RIR* e *RZR* e nos daria uma leitura da temperatura dos átomos através da equação 2.37. Outra vantagem a ser ressaltada, é que o uso dos lasers de aprisionamento como *pump* nos impõe uma geometria limitada e que vários processos *RIR* irão ocorrer devido a presença dos três pares de feixes contra propagantes. Um laser *pump* independente possibilitaria uma maior liberdade para o ângulo θ entre os feixes *pump* – *probe*. Um esquema proposto para a espectroscopia Raman pode ser visto na figura 8.1, esta proposta se inspira no arranjo realizado por Brzozowski *et. al.* [4].

Além disto, existem planos para de estudar efeitos de EIT (do inglês - *Eletromagnetic Induced Transparency*) nos átomos da MOT em nosso laboratório. O fenômeno de EIT ocorre em sistemas de três níveis em configuração λ , como os níveis $F_g = 2, F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$. Próximo da

ressonância o campo irá deixar de absorver um dos feixes devido a interferência entre os dois canais de excitação dos estados fundamentais [12, 13].

O fenômeno de EIT é a base para alguns protocolos de memória quântica e também a mesma configuração de níveis pode ser usada para gerar feixes emaranhados por meio de mistura de quatro ondas [22]. Uma das perspectivas de fato do laboratório é gerar memórias quânticas usando o fenômeno de EIT, o que não pode ser feito usando com lasers de diodo devido ao grande ruído de fase produzido por eles. Em nosso laboratório contamos atualmente com um laser Ti:Safira que está em construção. Este laser é capaz de produzir um estado coerente, que será usado para estes tipos de experimentos.

Referências Bibliográficas

- [1] ALLEN, L., AND EBERLY, J. H. *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. Dover Publications, dec 1987.
- [2] BERGEMAN, T., EREZ, G., AND METCALF, H. J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A* 35, 4 (Feb 1987), 1535–1546.
- [3] BORN, M., AND WOLF, E. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Pergamon, NY, 1965.
- [4] BRZOWSKI, T. M., BRZOWSKA, M., ZACHOROWSKI, J., AND GAWLIK, W. Spectroscopy of cold, trapped atoms. *Acta Physica Hungarica A) Heavy Ion Physics* 26 (2006), 95–119. 10.1556/APH.26.2006.1-2.13.
- [5] CHU, S., BJORKHOLM, J. E., ASHKIN, A., AND CABLE, A. Experimental observation of optically trapped atoms. *Phys. Rev. Lett.* 57, 3 (Jul 1986), 314–317.
- [6] CHU, S., HOLLBERG, L., BJORKHOLM, J. E., CABLE, A., AND ASHKIN, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* 55, 1 (Jul 1985), 48–51.
- [7] COHEN-TANNOUDJI, C., DUPONT-ROC, J., AND GRYNBERG, G. *Atom—Photon Interactions: Basic Processes and Applications*. Wiley-Interscience, mar 1992.
- [8] COOK, R. J. Atomic motion in resonant radiation: An application of ehrenfest’s theorem. *Phys. Rev. A* 20, 1 (Jul 1979), 224–228.
- [9] COURTOIS, J.-Y., GRYNBERG, G., LOUNIS, B., AND VERKERK, P. Recoil-induced resonances in cesium: An atomic analog to the free-electron laser. *Phys. Rev. Lett.* 72, 19 (May 1994), 3017–3020.
- [10] DALIBARD, J., AND COHEN-TANNOUDJI, C. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 11 (Nov 1989), 2023–2045.
- [11] DEMTRÖDER, W. *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation (Springer series in chemical physics)*, 1st ed. 1981. corr. 3rd printing ed. Springer, feb 1988.
- [12] FLEISCHHAUER, M., IMAMOGLU, A., AND MARANGOS, J. P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media. *Rev. Mod. Phys.* 77, 2 (Jul 2005), 633–673.
- [13] FLEISCHHAUER, M., AND LUKIN, M. D. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.* 84, 22 (May 2000), 5094–5097.

- [14] GARDINER, C. W. *Handbook of stochastic methods : for physics, chemistry and the natural sciences*. Springer series in synergetics, 13. Springer, nov 2002.
- [15] GOTTFRIED, K. *Quantum Mechanics: Fundamentals*. Springer, 2003.
- [16] GRISON, D., LOUNIS, B., SALOMON, C., COURTOIS, J. Y., AND GRYNBERG, G. Raman spectroscopy of cesium atoms in a laser trap. *EPL (Europhysics Letters)* 15, 2 (1991), 149.
- [17] GUO, J., BERMAN, P. R., DUBETSKY, B., AND GRYNBERG, G. Recoil-induced resonances in nonlinear spectroscopy. *Phys. Rev. A* 46, 3 (Aug 1992), 1426–1437.
- [18] HE, H. Z. Construção de uma armadilha magneto-ótica para aplicações em informação quântica e física atômica. Master's thesis, Universidade de São Paulo - USP, São Paulo - SP, 2009.
- [19] [HTTP://WWW.PELTIER.COM.BR/](http://www.peltier.com.br/). url.
- [20] JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*, vol. 2011. Wiley, 1998.
- [21] LETT, P. D., WATTS, R. N., WESTBROOK, C. I., PHILLIPS, W. D., GOULD, P. L., AND METCALF, H. J. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Phys. Rev. Lett.* 61, 2 (Jul 1988), 169–172.
- [22] MCCORMICK, C. F., BOYER, V., ARIMONDO, E., AND LETT, P. D. Strong relative intensity squeezing by four-wave mixing in rubidium vapor. *Opt. Lett.* 32, 2 (Jan 2007), 178–180.
- [23] METCALF, H. J., AND VAN DER STRATEN, P. *Laser Cooling and Trapping (Graduate Texts in Contemporary Physics)*. Springer, nov 2001.
- [24] RAAB, E. L., PRENTISS, M., CABLE, A., CHU, S., AND PRITCHARD, D. E. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.* 59, 23 (Dec 1987), 2631–2634.
- [25] SAKURAI, J. J. *Modern Quantum Mechanics (Revised Edition)*, rev sub ed. Addison Wesley, sep 1993.
- [26] SESKO, D., FAN, C. G., AND WIEMAN, C. E. Production of a cold atomic vapor using diode-laser cooling. *J. Opt. Soc. Am. B* 5, 6 (Jun 1988), 1225–1227.
- [27] SOUTHER, N., WAGNER, R., HARNISH, P., BRIEL, M., AND BALI, S. Measurements of light shifts in cold atoms using raman pump-probe spectroscopy. *Laser Physics Letters* 7, 4 (2010), 321–327.
- [28] STECK, D. A. Rubidium 85 d line data. url, 2010.
- [29] TABOSA, J. W. R., CHEN, G., HU, Z., LEE, R. B., AND KIMBLE, H. J. Nonlinear spectroscopy of cold atoms in a spontaneous-force optical trap. *Phys. Rev. Lett.* 66, 25 (Jun 1991), 3245–3248.
- [30] TUBOY, A. M. Estabilização de lasers de diodo para utilização em espectroscopia atômica. Master's thesis, Universidade de São Paulo - USP, São Paulo - SP, 1990.

- [31] WEISSBLUTH, M. *Atoms and Molecules*. Academic Press, 1980.
- [32] YARIV, A. *Quantum Electronics*, 3 ed. Wiley, jan 1989.