UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

HENRY FERNANDES PASSAGEM

Fotoassociação de curto alcance em átomos de rubídio

São Carlos 2016

# HENRY FERNANDES PASSAGEM

Fotoassociação de curto alcance em átomos de rubídio

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de concentração: Física Básica Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa.

Versão Corrigida (Versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

> São Carlos 2016

### AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica revisada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do IFSC, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

> Passagem, Henry Fernandes Fotoassociação de curto alcance em átomos de rubídio / Henry Fernandes Passagem; orientador Luis Gustavo Marcassa - versão corrigida -- São Carlos, 2016. 76 p.
> Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em Física Básica) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2016.
> 1. Átomos frios. 2. Moléculas frias. 3. Fotoassociação. 4. Armadilha de dipolo. 5. Colisões frias. I. Marcassa, Luis Gustavo, orient. II. Título.

Aos meus pais, ao meu amor e ao meu irmão

## AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa, pela amizade e ensinamentos passados nesses poucos anos de convivência.

Ao Dr. Jonathan Tallant, pela paciência e discussões tanto sobre o experimento quanto sobre a teoria de nosso projeto.

Aos meus pais, Sebastião e Susete que estão sempre presentes em minhas conquistas e me ensinaram que com trabalho podemos alcançar além dos nossos sonhos.

Ao meu amor Stefanie Mizuno, que sempre encontra uma maneira de me acalmar nos meus momentos de estresse. Obrigado pelo seu amor e carinho.

Ao meu irmão Elias, que me atura por todos esses anos. Além de seu companheirismo de sobra.

Aos meus colegas e amigos de laboratório Jorge, Luís (Nó), Ricardo (Cabrom) e Paulo pelo apoio e dicas "campeãs" sobre o experimento.

A todo grupo de fotônica do IFSC, por proporcionar um ambiente de trabalho harmonioso e produtivo e por emprestar equipamentos quando necessitávamos.

Aos profissionais da oficina mecânica, a suas assistências e disposição tornando esse trabalho possível.

Aos meus amigos de Ribeirão, Pedro e Henrique e aos meus colegas de graduação, pelas risadas que demos juntos ao longo de nosso tempo de convívio.

À FAPESP, CNPQ e CAPES pelo apoio financeiro.

## **RESUMO**

PASSAGEM, H. F. **Fotoassociação de curto alcance em átomos de rubídio**. 2016. 76p. Dissertação (Mestrado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2016.

Neste trabalho, estudamos a fotoassociação de átomos de rubídio no regime de curto alcance. Realizamos espectroscopia por perda de átomos em uma armadilha magneto-óptica de <sup>85</sup>Rb usando um laser de fibra de alta potência, o qual possuia largura de linha da ordem de 1MHz e 50W de potência no intervalo de 1060nm a 1070nm. Dois níveis vibracionais do potencial excitado  $0_{u}^{+}$  foram observados (v=137 e v=138). Além disso, medimos o tempo de vida de uma armadilha óptica de dipolo cruzada. Como esperado, o tempo de vida é menor quando o laser está sintonizado na ressonância. Um modelo teórico prevê a distribuição dessas moléculas nos níveis vibracionais do estado eletrônico fundamental após o processo de fotoassociação. Os resultados, nos sugerem perspectivas para a produção de moléculas de Rb<sub>2</sub> no estado vibracional fundamental.

Palavras-chave: Átomos frios. Moléculas frias. Fotoassociação. Armadilha de dipolo. Colisões frias.

## ABSTRACT

PASSAGEM, H. F. Short-range photoassociation in rubidium atoms. 2016. 76p. Dissertação (Mestrado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2016.

In this work, we studied short-range photoassociation of rubidium atoms. We realize trap-loss spectroscopy in a magneto-optical trap of <sup>85</sup>Rb using high power fiber laser, which had around 1MHz linewidth and 50W power at 1060nm to 1070nm interval. Two vibrational levels of the  $O_u^+$  excited potential were observed (v=137 e v=138). Besides that, we measured the lifetime of a crossed optical dipole trapped. As expected, the lifetime is shorter when the laser is tuned on resonance. A theoretical model predicts the molecular distribution in the vibrational levels of electronic ground state. The results suggest us perspectives to produce Rb<sub>2</sub> molecules in the ground vibrational state.

Key words: Cold atoms. Cold molecules. Photoassociation. Dipole trap. Cold collisions.

# Lista de Figuras

Figura 1 -	Desenho esquemático representando dois potenciais eletrônicos ligados e seus respectivos estados vibracionais. A transição entre os estados X e A é representado pela seta vertical pelo princípio de Franck-Condon. E o acoplamento entre os estados vibracionais depende do overlap das funções de ondas desses estados	26
Figura 2 -	Processo de fotoassociação (PA) A+B+ $\hbar\omega$ PA $\rightarrow$ (AB)*. Duas curvas de potenciais são mostradas como função da separação internuclear dos dois átomos. O estado A+B e o estado A*+B representam os estado fundamental e excitado de um par atômico qualquer. A seta vermelha representa a transição de fotoassociação	27
Figura 3 -	Decaimento espontâneo após a fotoassociação. Esta figura representa a equação (2.11) que devido à emissão do fóton $\gamma_d$ a molécula encontra-se no estado eletrônico fundamental. Entretanto, a função de onda do estado vibracional no qual ocorreu a fotoassociação (em vermelho) se acopla melhor a estados vibracionais elevados do potencial fundamental (em roxo) devido aos fatores de Franck-Condon	29
Figura 4 -	Fotoassociação de átomos de Cs para formação de moléculas. O laser de PA foi sintonizado 1 cm <sup>-1</sup> da transição atômica ( $6S_{1/2} - 6P_{3/2}$ ) para o potencial 1g. Via decaimento espontâneo, as moléculas são formadas no estado fundamental $X^1 \sum_{g}^{+}$	30
Figura 5 -	1) Manipulação do espectro do laser usado para bombeamento óptico. 2) Fatores de Franck-Condon entre os estados vibracionais dos potenciais $X^1 \sum_{g^+} e B^1 \Pi_u$	31
Figura 6 -	1) Processo de ionização via o estado $C^1\Pi_u$ . 2) Em A) espectro sem corte no feixe de bombeamento. Em B) Aplicando-se o corte na frequência do bombeamento as transições de $(v_x=0) \rightarrow (v_c=0 \ a \ 3)$ são observados com maior intensidade	32
Figura 7 -	Forno para produção de vapor de Rb. Em (A) é depositado ampolas com rubídio. Este compartimento é aquecido à uma temperatura de $140^{\circ}$ C e o tubo diferencial foi projetado de maneira a termos um fluxo de Rb de 2 x $10^{16}$ átomos/s. Para evitar que o vapor residual se propague até a região (F)	

uma placa fria de cobre foi instalada (C). Uma vávula pneumática representado por (D) isola a parte de ultra vácuo do forno em casos de emergência e em necessidade de reposição dos átomos em (A). O tubo

	diferencial (E) tem a função de manter uma diferença de pressão entre o forno e o experimento de 10 <sup>-3</sup> Torr	34
Figura 8 -	Em a) o perfil do campo magnético em uma dimensão e em b) a força restauradora espacial. A quebra de degenerescência ocorre no estado excitado F=1 em (mF = $-1, 0, 1$ ).	38
Figura 9 -	Transições eletrônicas para ambos os isótopos do Rb. Os feixes de aprisionamento estão representados pelas setas vermelhas enquanto os feixes de rebombeio correspondem às setas verdes	39
Figura 10 -	No desenho é apresentado a montagem óptica para o aprisionamento, rebombeio e desaceleração do Rb. Espectroscopia de absorção saturada do aprisionamento $AOM1 = -93,5MHz$ com total de $-187MHz$ . Produzindo o feixe de aprisionamento do MOT $AOM2 = +83,5$ MHz com total de $+167MHz$ (a -20 MHz da transição). $AOM3 = -200MHz$ total de $-400MHz$ gera o feixe de aprisionamento do desacelerador. O feixe da imagem de absorção é produzido pelo $AOM4 = +93,5MHz$ com total de $+187MHz$ . Feixe de rebombeio para o desacelerador $AOM5 = -175MHz$ com total de $-350MHz$ da transição . Espectroscopia de absorção saturada do rebombeio travado a -80MHz da transição de rebombeio	40
Eiguro 11	1) Montagam do TA dadicado a amplificar os faixos para o descalarador	

- Figura 11 1) Montagem do TA dedicado a amplificar os feixes para o descelerador Zeeman. 2)Desenho esquematizando o TA na configuração de duplapassagem. Em a) estão combinados os feixes de aprisionamento (5mW) e rebombeio (2mW). b) Esses entram com polarização vertical pela lateral de um isolador óptico e são refletidos por cubo polarizador dentro do isolador. Em seguida, os feixes combinados são amplificados pela primeira vez entrando pela frente do TA com polarização horizontal. Em c) os feixes são reinjetados ao TA para que ocorra uma segunda amplificação. d) Fibra óptica dedicada ao Zeeman Slower.....
- Figura 12 Montagem experimental da armadilha óptica de dipolo cruzada com comprimento de onda sintonizável na região entre 1060 1070 nm. a)laser de diodo cuja luz é injetada em uma fibra óptica monomodo e inserida no amplificador. O comprimento de onda do laser é monitorado por walength meter (WS7). b) Amplificador YAR que amplificava em até 50 W o feixe de entrada. c) Telescópio para aumentar a cintura do feixe proveniente do amplificador em um fator de 2. d) Feixe para armadilha de dipolo focalizado com uma lente de 200 mm para produzir uma cintura de w= 40 μm no foco.
  e) Região de aprisionamento atômico e molecular (cruzamento dos focos dos feixes). f) Bloqueador de feixe.
- Figura 13 Potencial de aprisionamento confinante para uma armadilha de dipolo de Rb com um feixe focalizado. Corte do potencial transversal em z=0. A

44

41

	profundidade do potencial é $U_0/K_B = 1.44mK$ onde $K_B$ é a constante de Boltzmann
Figura 14 -	Esquema da montagem óptica da espectroscopia de absorção saturada por polarização do laser de aprisionamento.1) Célula de vapor de Rb. 2) Fotodetectores.
Figura 15 -	Módulo Digilock 110 Toptica onde é mostrado o sinal de dispersão. As setas brancas mostram as posições de lock do laser de aprisionamento do $^{85}$ Rb (F = 3 $\rightarrow$ F' = 4) e $^{87}$ Rb (F = 2 $\rightarrow$ F' = 3). Fonte: Elaborado pelo autor.
Figura 16 -	Interface desenvolvida em Labview para sincronização do experimento
Figura 17 -	Sequência temporal para carregamento da armadilha de dipolo para o <sup>85</sup> Rb e <sup>87</sup> Rb. O MOT é carregado por 8s e passa por um estagio de resfriamento com durabilidade de 50ms. Por fim, o campo magnético e os lasers da MOT são desligados ficando apenas o laser de 50W para produção da armadilha de dipolo
Figura 18 –	- Imagem de absorção de átomos de <sup>85</sup> Rb aprisionados na armadilha óptica de dipolo
Figura 19	- Imagem de fluorescência de uma armadilha óptica de dipolo com feixes cruzados
Figura 20 -	Esquema da fotoionização de Rb <sub>2</sub> por absorção de três fótons
Figura 21 -	Sinal de íons no osciloscópio. 1) íons $Rb^+$ e 2) íons $Rb_2^+$ ionizados no MOT
Figura 22 -	Espectros normalizados de perda na armadilha magneto-óptica. Em preto, varredura em torno do nível vibracional v=138 onde o zero de frequência corresponde a energia $k=9379,49$ cm <sup>-1</sup> . Em vermelho, varredura em torno do nível vibracional v=137 onde o zero de frequência corresponde a energia $k=9362,83$ cm <sup>-1</sup> .
Figura 23 -	Quadrado do momento de dipolo de transição entre o último nível vibracional do potencial fundamental e níveis vibracionais do potencial excitado $0_u^+$
Figura 24 -	Distribuição de moléculas de ${}^{85}$ Rb <sub>2</sub> no potencial fundamental após decaimento a partir do nível vibracional v=138 do potencial excitado $0_u^+$

Figura 26 - 1) t r f f	Tempo de empo de nolecular potencial. essonânc eita com	le vida da vida da a correspor E em pr ia. Em pre apenas un	armadilh armadilha adente a reto e br to os fei a feixe. 2	a de dip com la excitaç ranco ter xes estãc 2) Curva	oolo de 8 aser sinto ão ao n mos meo o cruzado s de deca	5Rb. E mizado ível vi lidas c os e em nimento	m veri sobre bracion com o branco o em re	nelho ta a resso nal v=1 laser f o a med essonâne	emos o onância 138 do Fora de lida foi cia, em	
v F	vermelho, preto	e	fe	ora	de	res	ssonân	cia,	em	68
Figura 27 - Ci ce	clos do b ntrado en	ombeamer	nto óptico com larg	) das mo	léculas d 3nm	e Rb <sub>2</sub> p	oelo las	er band	a-larga	70

# Lista de Tabelas

Tabela 1 -	Energias de transições do par atômico de <sup>85</sup> Rb aos níveis vibracionais do potencial excitado $0_{\mu}^{+}$ .	57
Tabela 2 –	Energias de acoplamento entre os menores níveis vibracionais do potencial fundamental $X^{I}\Sigma_{n}^{+}$ e do potencial excitado $\theta_{n}^{+}$	67

# SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	. 19
2	MOLÉCULAS DIATÔMICAS FRIAS	. 23
2.1	Conceitos Teóricos das Moléculas Diatômicas	. 23
2.2	Moléculas Diatômicas Frias	. 26
3	SISTEMA EXPERIMENTAL	. 33
3.1	O desacelerador Zeeman	. 33
3.2	Armadilha magneto óptica	. 36
3.2.1	Considerações teóricas	. 36
3.2.2	Transições eletrônicas no átomo de Rb	. 38
3.2.3	Montagem Óptica	. 39
3.3	Armadilha óptica de dipolo	. 41
3.3.1	Considerações teóricas	. 41
3.3.2	Montagem óptica	. 44
3.4	Controle do Experimento	. 46
3.4.1	Módulo DigiLock	. 46
3.4.2	Sequência e sincronização experimental	. 48
3.4.3	Carregamento da armadilha de dipolo	. 49
3.5	Técnicas para detecção e aquisição	. 50
3.5.1	Imagem de Absorção	. 50
3.5.2	Imagem de Fluorescência	. 53
3.5.3	Fotoionização de moléculas	. 54
3.5.4	Espectroscopia de <i>trap-loss</i>	. 55
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO	. 57
4.1	Fotoassociação de Rb2 no MOT	. 57
4.2	Evolução temporal dos átomos aprisionados	62
4.3	Bombeamento óptico de Rb <sub>2</sub> para o estado vibracional fundamental $v_x=0$	. 65
5	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	. 69
REFI	ERÊNCIAS	. 71

### 1 INTRODUÇÃO

A análise feita por Einstein, em 1917, sobre a transferência de momento devido a absorção e emissão espontânea de fótons pelo átomo (1), marcou o inicio do estudo moderno na área de física atômica e molecular. Como consequência da construção do primeiro laser em 1960 pelo físico Theodore H. Maiman e a dedução da expressão para pressão de radiação sobre o sistema atômico por Cook na década de 70 (2), inúmeros desenvolvimentos foram feitos para resfriar, aprisionar e manipular átomos usando pressão de radiação, nas próximas décadas.

A ideia do *laser cooling* introduzida em 1975 desencadeou o desenvolvimento de uma série de técnicas de resfriamento óptico de átomos. Entre elas está a invenção do *Zeeman Slower* por William Phillips em 1985. No *Zeeman Slower* um gradiente de campo magnético era gerado por um conjunto de bobinas mantendo os átomos em ressonância com o feixe incidente. Esse aparato permitia a desaceleração de átomos a velocidades da ordem de centenas de mK. Em 1986, a técnica denominada melaço óptico, desenvolvida por Chu e colaboradores (3), resfriou átomos opticamente a temperaturas de centenas de  $\mu$ K. Esta técnica consiste de três pares de feixes contrapropagantes criando um meio viscoso para os átomos. Cerca de 50000 átomos de sódio foram resfriados pelo sistema construído por Chu e seus colaboradores.

Em 1987 a armadilha magneto-óptica (MOT) (4) permitiu produzir amostras atômicas frias, da ordem de centenas  $\mu$ K, numerosas e com alta densidade. (5) Esta técnica se baseia na combinação de um gradiente de campo magnético com radiação ressonante que transfere momento à amostra aprisionada. Além do MOT, outras técnicas de aprisionamento atômico foram desenvolvidas. Uma técnica importante, e que é utilizada neste experimento é a armadilha óptica de dipolo (ODT). (6) A vantagem desta armadilha é que ela permite o aprisionamento de átomos e moléculas, diferentemente das armadilhas magneto-ópticas que em geral só aprisionam átomos. O aprisionamento de moléculas pelas armadilhas ópticas de dipolo se dá ao fato da amostra ser confinada pela força induzida de dipolo. Esta força induzida de dipolo é resultado da interação do campo de radiação oscilante e do momento de dipolo elétrico induzido nas moléculas e nos átomos. A ideia da armadilha óptica de dipolo é focalizar um feixe intenso com frequência abaixo da transição atômica sobre a amostra induzindo um momento de dipolo elétrico oscilante em fase com o campo elétrico do próprio feixe.

O aprisionamento de amostras atômicas no regime ultrafrio trouxe avanços à física. As técnicas citadas no paragrafo anterior foram grandes progressos para estudar interações atômicas. Elas permitiram a realização de condensados de Bose-Einstein (BEC) (9-12), produzidas pela primeira vez em 1995. Além de ser possível realizar experimentos de metrologia de tempo e frequência de alta precisão com relógios atômicos. (7-8) O progresso na produção de moléculas ultrafrias tem ocorrido de maneira mais lenta nos últimos anos. Isso se deve ao fato das moléculas possuírem propriedades físicas mais complexas que a dos átomos por possuírem mais graus de liberdade. Dessa maneira, experimentos com moléculas exigem técnicas experimentais mais avançadas.

O objetivo principal deste trabalho é a formação de moléculas a partir de átomos aprisionados, seguido pelo resfriamento vibracional destas moléculas até o estado vibracional fundamental. Nosso objetivo atrela-se a gama de aplicações apresentadas pelas moléculas. Como estudos de reações químicas no regime ultrafrio (13) e um novo regime de transição quântica com gases moleculares. (14) Mas para isso é necessário a produção de moléculas polares no estado fundamental eletrônico, vibracional e rotacional. Por isso, vários grupos de pesquisas buscam a produção de tais moléculas. (15) Há propostas de usar moléculas polares para medir um possível momento de dipolo permanente dos elétrons (EDM). (16) Por moléculas polares possuírem um momento de dipolo elétrico permanente, o alinhamento dipolar pode ser controlado por campos externos. Assim, a dinâmica das colisões moleculares seria regida pela interação anisotrópica de longo alcance do tipo dipolo-dipolo. Também existem modelos teóricos na literatura (17-20) que propõem a utilização de moléculas diatômicas polares em redes ópticas para construção de um computador quântico. Os *quibts*, que são a base da computação quântica, podem ser formados com um campo externo orientando o momento de dipolo dessas moléculas.

Produzir moléculas diretamente de uma amostra de átomos aprisionados é atualmente a maneira mais viável de estudá-las. Uma técnica de produção de moléculas diatômicas é via ressonância de Feshbach (21-23), também conhecida como magnetoassociação (MA). No processo de magnetoassociação moléculas são formadas pela aplicação de um campo magnético externo. Este campo sintoniza o comprimento de espalhamento durante a colisão do par atômico de modo a encontrar um estado ligado molecular. (24) As moléculas formadas por essa técnica encontram-se nos mais altos níveis vibracionais. Outra técnica é a fotoassociação (PA), neste processo um par de átomos colidindo absorve um fóton formando um estado molecular excitado. Por decaimento espontâneo, a molécula pode se dissociar decaindo a um estado de átomos livres ou decair a um estado eletrônico fundamental molecular. O decaimento espontâneo resultante do processo de fotoassociação depende diretamente dos acoplamentos entre as funções de onda dos níveis vibracionais envolvidos. Esse acoplamento é denominado Fator de Franck-Condon e será discutido em mais detalhes no capítulo 2.

O próximo passo após a formação de moléculas diatômicas, pelo processo de MA ou PA, é o resfriamento rovibrônico das moléculas. Uma das maneiras de trazer moléculas formadas por ressonâncias de Feshbach a estados rotacionais e vibracionais fundamentais é utilizando uma técnica chamada STIRAP (Stimulated Raman Adiabatic Passage). (25-26) Já moléculas formadas pelo processo de fotoassociação são distribuídas em níveis vibracionais do estado eletrônico fundamental regidas pelos Fatores de Frack-Condon. Para fazer o resfriamento rovibracional dessas moléculas é aplicada a técnica de bombeamento óptico. Essa técnica consiste em vários ciclos de absorção e emissão espontânea de fótons pela molécula, até que ela ocupe estados rovibracionais mais baixos, não interagindo mais com a fonte de energia que promove o ciclo de excitação. O bombeamento óptico (27) será descrito em mais profundamente nos seguintes capítulos desse trabalho.

O conteúdo desta dissertação foi dividido da seguinte forma. No capítulo 2, será apresentada a teoria básica da estrutura de moléculas diatômicas. Iniciaremos com a aproximação de Born-Oppenheimer onde poderemos compreender o desacoplamento entre as funções de onda da parte eletrônica das moléculas e da parte nuclear. Em seguida, o estudo de transições eletrônicas em moléculas diatômicas nos levam direto ao conceito importante do princípio de Franck-Condon. Com esses conceitos esclarecidos, seremos capazes de analisar a física do processo de fotoassociação para colisão de um par atômico genérico. Finalmente, será apresentado um trabalho que consiste na formação e resfriamento vibracional de moléculas de Cs<sub>2</sub> ao estado vibracional fundamental  ${}^{1}\Sigma^{+}(v=0)$ . (27)

No capítulo 3, apresentaremos todo o aparato experimental para a realização da armadilha magneto-óptica. Iniciaremos com a descrição do Zeeman Slower, que é uma etapa essencial desse experimento para termos uma armadilha magneto-óptica numerosa e densa. Também, apresentaremos a montagem óptica, em especial os lasers e os aparatos ópticos para produção da nossa armadilha magneto-óptica de rubídio. Como vamos trabalhar com átomos de rubídio nesse experimento, faremos uma análise da interação desses átomos com a luz no MOT. Assim, poderemos introduzir conceitos importantes como o melaço óptico e descrever o funcionamento da armadilha magneto-óptica. Neste capítulo, também discutiremos a teoria de aprisionamento de átomos e moléculas em uma armadilha-óptica de dipolo, além da montagem experimental para realização dessa armadilha com um laser estreito,

aproximadamente 1 MHz de largura, e sintonizável em frequência. Na parte final deste capítulo, discutiremos sobre o software para controle e sincronização temporal do experimento e as técnicas experimentais aplicadas para aquisição de dados.

No capítulo 4, apresentaremos os resultados experimentais envolvendo as ressonâncias moleculares do isótopo <sup>85</sup>Rb, as quais foram previstas pelo grupo do pesquisador Olivier Dulieu, demonstrando o processo de fotoassociação no regime de curto alcance com um laser de alta potência. As ressonâncias foram observadas pelo efeito de perda de átomos na armadilha magneto-óptica pelo processo de fotoassociação e pelas medidas do tempo de vida da armadilha óptica de dipolo. Além disso, com um modelo teórico conseguimos prever a distribuição de moléculas no estado eletrônico fundamental, consequência do decaimento espontâneo. E também pudemos modelar o bombeamento óptico, que será implementado experimentalmente no futuro, das moléculas de <sup>85</sup>Rb<sub>2</sub> até o nível vibracional fundamental. No capítulo 5, discutimos os resultados e as perspectivas.

## 2 MOLÉCULAS DIATÔMICAS FRIAS

Neste capítulo apresentamos os conceitos teóricos fundamentais de moléculas diatômicas. Entre eles a aproximação de Born-Oppenheimmer, a nomenclatura dos estados dessas moléculas e o fator de Franck – Condon. Em seguida, discutiremos a formação dessas moléculas no regime ultrafrio ( $T < 10^{-4}$ K) pelo processo de fotoassociação e o resfriamento vibracional utilizando a técnica de bombeamento óptico. Maiores detalhes sobre conceitos moleculares podem ser encontrados na referência. (28)

#### 2.1 Conceitos Teóricos das Moléculas Diatômicas

Nossos estudos demandam um conhecimento mínimo dos princípios envolvendo moléculas diatômicas. Nossa intenção aqui é ressaltar os pontos necessários para o entendimento de nosso trabalho. Desta forma, iniciaremos pela aproximação de Born – Oppenheimmer, para isso devemos considerar a equação de Schrodinger independente do tempo para um sistema molecular diatômico. Esta é dada por:

$$[T+V]\Psi(\vec{R},\vec{r_1},\vec{r_2},\dots,\vec{r_N}) = E \Psi(\vec{R},\vec{r_1},\vec{r_2},\dots,\vec{r_N})$$
(1)

Onde *T* é a energia cinética das partículas constituintes da molécula, ou seja os núcleos e os elétrons; *V* é o potencial de interação de Coulomb entre todos os pares de partículas da molécula em questão; *R* é a distância entre os núcleos e  $\vec{r}_i$  é a coordenada do enésimo elétron.

A equação (1) não possui solução analítica. Na realidade, na maioria das vezes só há solução numérica, mas mesmo assim é necessário recorrer a aproximações e simplificações. A aproximação de Born-Oppenheimer é uma divisão do hamiltoniano do sistema. Devido a grande diferença entre as massas do elétron e dos núcleos, uma aproximação sensata é considerar que as escalas de movimento dos núcleos e dos elétrons são separáveis. Efetivamente, os núcleos da molécula, separados por uma certa distância internuclear, estão parados em relação aos elétrons. Ou seja, quando há uma mudança na configuração nuclear os graus de liberdade dos elétrons relaxam-se instantaneamente. A afirmação anterior é

conhecida como aproximação adiabática. As limitações da aproximação de Born-Oppenheimer é discutida com detalhes na referência. (29)

Dessa maneira, a função de onda pode ser escrita como:

$$\Psi\left(\vec{R}, \vec{r_1}, \vec{r_2}, \dots, \vec{r_N}\right) = \psi_N\left(\vec{R}\right) \psi_{el}\left(\vec{r_1}, \vec{r_2}, \dots, \vec{r_N}\right)$$
(2)

Na equação (2) o movimento nuclear é representado pela função de onda  $\psi_N(R)$  e o movimento eletrônico é representado pela função de onda  $\psi_{el}(r_1, r_2, ..., r_N)$ . Esta é calculada a partir de uma distância internuclear R fixa. Os autovalores obtidos na parte eletrônica  $(E_{el})$ são os potenciais usados para resolver a equação de Schrodinger com respeito aos núcleos. A solução da parte nuclear da molécula dará os valores das energias vibracionais  $E_v$  e rotacionais  $E_r$  para um determinado potencial eletrônico  $E_{el}$ . Pela aproximação de Born-Oppenheimer a energia total da molécula é a soma da energia dos elétrons  $E_{el}$ , da vibração  $E_v$ e da rotação  $E_r$ , já que os estados rotacionais e vibracionais desacoplam-se dos estados eletrônicos.

A nomenclatura das moléculas diatômicas, assim como dos átomos depende das propriedades da função de onda. No caso de moléculas diatômicas, a nomenclatura dos estados eletrônicos é representada da seguinte maneira:

$$^{2S+1}\Lambda_{g,u}^{+,-}$$
 (3)

Onde a projeção do momento angular dos elétrons no eixo internuclear é representado pelo número quântico  $\Lambda$ , que pode assumir valores como 0,1,2,... Estes são representados pelo seguintes símbolos:  $\Sigma$ ,  $\Pi$ ,  $\Delta$ ,...; Os sinais + e – dizem se a função de onda é invariante a uma reflexão aplicada contendo o eixo do núcleo; e *S* é os spin total dos elétrons. No caso de moléculas diatômicas homonucleares **g** e **u** diz se a função de onda é invariante a uma operação em que todos os elétrons são invertidos com respeito a origem ( $\vec{r_i} \rightarrow -\vec{r_i}$ ). No caso do estado eletrônico fundamental de moléculas diatômicas usa-se a letra **X**, como por exemplo, o estado eletrônico  $X^1\Sigma_g^+$ .

$$\langle \Psi_A | \hat{\mu} | \Psi_X \rangle \tag{4}$$

Pela aproximação de Born-Oppenheimer as funções de ondas são escritas na forma de produto:

Assim, sendo  $\Psi_X$  o estado inicial e  $\Psi_A$  o estado final tem-se o elemento de matriz:

$$\Psi_X = \chi_X \varphi_{\nu_X} \qquad \qquad \Psi_A = \chi_A \varphi_{\nu_A} \tag{5}$$

Onde  $\varphi_{v_X} e \varphi_{v_A}$  são estados vibracionais de diferentes estados eletrônicos. Considerando as funções dadas em (5) na integral (4):

$$\langle \Psi_A | \hat{\mu} | \Psi_X \rangle = \int \chi_A^* \varphi_{\nu_A}^* \hat{\mu} \, \chi_X \varphi_{\nu_X} d\tau_e dR = \widehat{M}_e \int \varphi_{\nu_A}^* \varphi_{\nu_X} \, dR \tag{6}$$

O termo  $\widehat{M}_e = \int \chi_A^* \widehat{\mu} \chi_X d\tau_e$  é considerado independente da coordenada nuclear *R*. Logo, a amplitude de transição dada pela equação (4) é proporcional ao Fator de Franck-Condon  $(q_{v'v''})$ :

$$q_{v_X v_A} = \int \varphi_{v_A}^* \varphi_{v_X} dR \tag{7}$$

A expressão (7) mostra que os Fatores de Franck-Condon são a sobreposição das funções de ondas vibracionais de dois estados eletrônicos distintos.

De forma simplificada, o princípio de Franck-Condon afirma que transições entre estados eletrônicos moleculares se dão através de uma linha perpendicular ao eixo que representa a distância internuclear *R* (figura 1) já que os períodos de vibração e rotação das moléculas são muito maiores que o período orbital dos elétrons. Ou seja, as transições eletrônicas são instantâneas comparadas à resposta dos núcleos que se rearranjam em uma nova configuração de equilíbrio. Sabe-se que em um potencial eletrônico ligado existem vários estados vibracionais. Então quando ocorre uma transição de um estado eletrônico X e vibracional  $v_x$  para um estado A molécula pode ser excitada para qualquer estado vibracional do estado eletrônico A. A probabilidade de excitação é proporcional aos fatores de Franck-Condon. Esses são a sobreposição das funções de onda do estado vibracional  $v_x$  com o estado vibracional  $v_A$ .



Figura 1 - Desenho esquemático representando dois potenciais eletrônicos ligados e seus respectivos estados vibracionais. A transição entre os estados X e A é representado pela seta vertical pelo princípio de Franck-Condon. E o acoplamento entre os estados vibracionais depende do overlap das funções de ondas desses estados.

Fonte: Elaborada pelo autor.

### 2.2 Moléculas Diatômicas Frias

Moléculas ultrafrias fornecem novas compreensões sobre as dinâmicas das interações moleculares em regime quântico. Nos últimos anos, pesquisadores de várias áreas da ciência trabalham para explorar muitos tópicos emergentes relacionados a moléculas frias, incluindo química fria, sistemas quânticos fortemente correlacionados e medição de precisão. (30) Os regimes de baixa energia para moléculas ultrafrias são campos novos de estudos para física onde o comportamento quântico emerge como mecanismo dominante. As complexas estruturas das energias moleculares fornecem novas oportunidades de exploração na física fundamental. Uma série de molécuas ultrafrias no estado fundamental foram observadas através do processo de fotoassocaiação: Cs<sub>2</sub>, K<sub>2</sub>, Rb<sub>2</sub>, Na<sub>2</sub>, RbCs, KRb, NaCs, LiCs. (31- 38)

De forma simples, o processo de fotoassociação (PA) (39) inicia-se com um gás de átomos frios iluminado por uma luz de frequência ( $\omega_{PA}$ ). Neste gás, dois átomos colidindo e separados por uma distância  $R_0$  podem absorver um fóton, levando o par a um estado eletrônico molecular excitado. Este processo é descrito pela equação (8):

$$A + B + \hbar \omega_{PA} \to (AB)^* \tag{8}$$

A figura 2 ilustra o processo de fotoassociação do par atômico A + B com energia cinética T absorvendo um fóton de frequência  $\omega_{PA}$ :



Separação internuclear R

Figura 2 - Processo de fotoassociação (PA) A+B+  $\hbar \omega_{PA} \rightarrow (AB)^*$ . Duas curvas de potenciais são mostradas como função da separação internuclear dos dois átomos. O estado A+B e o estado A\*+B representam os estado fundamental e excitado de um par atômico qualquer. A seta vermelha representa a transição de fotoassociação.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Onde a energia de ligação é:

$$E_b = \hbar\omega_0 - \hbar\omega_{PA} - T \tag{9}$$

As moléculas formadas por PA rapidamente decaem por emissão espontânea. Dependendo da energia do fóton emitido  $\gamma_d$  o produto final desse processo pode ser tanto dois átomos livres com mais energia cinética que inicial podendo levar à perda dos átomos na armadilha. (39) Outra possibilidade é a formação de uma molécula no estado eletrônico fundamental. Tais processos podem ser descritos pelas seguintes equações:

$$(AB)^* \to A + B + \gamma_d + T' \tag{10}$$

$$(AB)^* \to (AB) + \gamma_d \tag{11}$$

No caso representado pela equação (10) o decaimento ocorre na região de longo alcance de separação internuclear, o par atômico recebe um acréscimo em sua energia cinética podendo ocorrer o processo de *trap-loss* (41) no qual os átomos escapam do potencial da armadilha magneto-óptica. No caso da equação (11) o decaimento ocorre na região de curto alcance e a molécula decai em um estado vibracional do potencial fundamental. A emissão do fóton ( $\gamma_d$ ) devido ao decaimento espontâneo entre os estados eletrônicos (figura 3) leva em consideração os fatores de Franck- Condon (FCFs), o acoplamento será mais intenso com estados vibracionais de valores elevados do potencial fundamental, pois a fotoassociação geralmente é feita em um estado vibracional elevado do potencial molecular excitado.



Separação internuclear R

Figura 3 - Decaimento espontâneo após a fotoassociação. Esta figura representa a equação (11) que devido à emissão do fóton γ<sub>d</sub> a molécula encontra-se no estado eletrônico fundamental. Entretanto, a função de onda do estado vibracional no qual ocorreu a fotoassociação (em vermelho) se acopla melhor a estados vibracionais elevados do potencial fundamental (em roxo) devido aos fatores de Franck-Condon.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Em geral após a formação das moléculas, estas são perdidas porque diferentemente dos átomos que podem ser aprisionados em uma armadilha magneto-óptica, moléculas não podem. Isso se deve ao fato das moléculas possuírem vários níveis rotacionais e vibracionais que tornam os processos de aprisionamento e de rebombeio entre esses níveis muito complexos de serem implementados. Assim, técnicas de aprisionamento para moléculas foram criadas. A armadilha magnética foi usada para esse fim (42,43), contudo ela aprisiona apenas moléculas polares e paramagnéticas. Além dessa armadilha ter densidade limitada devido à fraca interação com o campo. Uma alternativa tem sido a armadilha óptica de dipolo, a qual é o método de aprisionamento mais universal. Os lasers dessas armadilhas trabalham abaixo da transição atômica (dissintonia para o vermelho) criando um potencial atrativo capaz de aprisionar átomos e moléculas na região de maior intensidade do feixe do laser. Uma breve descrição teórica sobre as armadilhas ópticas de dipolo será apresentada no capítulo 3.

Contudo, devemos ressaltar que as moléculas formadas pela técnica de fotoassociação (PA) decaem por emissão espontânea em diferentes estados vibracionais do estado eletrônico fundamental. Esse decaimento é regido pelos fatores de Franck-Condon (FCFs). Uma amostra molecular com uma população distribuída entre os estados vibracionais não é útil para experimentos. Assim há a necessidade de produzir amostra molecular em um

único estado vibracional. Isso foi realizado recentemente utilizando a técnica de bombeamento óptico.

Neste trabalho, os autores produziram moléculas de Cs<sub>2</sub> no nível vibracional v=0 do potencial  $X^1 \sum_g^+$ . (27) O experimento começa pela fotoassociação das moléculas de Cs<sub>2</sub> (figura 4) em uma armadilha magneto-óptica utilizando um laser sintonizado aproximadamente 1cm<sup>-1</sup> abaixo da ressonância atômica do Cs ( $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ ). Após a fotoassociação, a população de moléculas é distribuída nos vários estados vibracionais do potencial  $X^1 \sum_g^+$ .

Para que tais moléculas sejam bombeadas para  $v_x=0$ , elas são submetidas à ação de um laser banda-larga para que sofram vários ciclos de excitação e emissão espontânea. Contudo, este laser não deve excitar moléculas que se encontram no estado fundamental  $v_x=0$ . O processo de bombeamento óptico pode ser representado na seguinte equação:

$$Cs_2(v_x) + hf \rightarrow Cs_2(v_B) \rightarrow decaimento \rightarrow Cs_2(v'_x)$$
 (12)



Figura 4 - Fotoassociação de átomos de Cs para formação de moléculas. O laser de PA foi sintonizado 1 cm<sup>-1</sup> da transição atômica ( $6S_{1/2} - 6P_{3/2}$ ) para o potencial 1g. Via decaimento espontâneo, as moléculas são formadas no estado fundamental  $X^1 \Sigma_g^+$ .

Onde  $v_B$  é um nível vibracional de um estado eletrônico excitado da molécula. Os níveis vibracionais  $v_x$  e  $v'_x$  pertencem ao estado eletrônico fundamental  $X^1 \sum_g^+$ , onde  $v'_x$  é menor que  $v_x$ . Para o processo de resfriamento vibracional foi utilizado um laser com largura espectral de 54 cm<sup>-1</sup> centrado em 772nm. E com a finalidade de que o estado vibrônico fundamental não sofra excitação, um corte espectral foi feito excluindo transições do estado  $v_x=0$  para estados excitados. O espectro foi manipulado com o auxílio de uma grade de difração que abria o espectro permitindo o bloqueio das frequências indesejadas (figura 5).



Figura 5 - 1) Manipulação do espectro do laser usado para bombeamento óptico. 2) Fatores de Franck-Condon entre os estados vibracionais dos potenciais X<sup>1</sup>∑g<sup>+</sup> e B<sup>1</sup>Π<sub>u</sub>.
 Fonte: VITEAU (27).

O potencial para o qual as moléculas são excitadas no processo de bombeamento óptico é o  $B^1\Pi_u$ . O traço na figura 5.2 são as transições proibidas após a manipulação do espectro representado na figura 5.1.

No experimento realizado por Viteau e seus colaboradores, eles foram capazes de bombear 70% das moléculas formadas, pois o laser utilizado para o bombeamento somente excitava moléculas abaixo de  $v_x = 7$ . E por fim as moléculas bombeadas eram detectadas pelo método de fotoionização. Os íons atômicos e moleculares eram diferenciados pelos seus tempos de voo. Na figura 6 está apresentado o resultado da fotoionização de Cs<sub>2</sub>.



Figura 6 - 1) Processo de ionização via o estado C<sup>1</sup> $\Pi_u$ . 2) Em A) espectro sem corte no feixe de bombeamento. Em B) Aplicando-se o corte na frequência do bombeamento as transições de (v<sub>x</sub>=0)  $\rightarrow$  (v<sub>c</sub>=0 a 3)são observados com maior intensidade.

Fonte: VITEAU (27).

### **3 SISTEMA EXPERIMENTAL**

No presente capítulo é apresentado todo o método e aparato experimental para o carregamento de átomos de Rb na armadilha magneto óptica (MOT). Apresentamos inicialmente, o desacelerador Zeeman e o sistema de controle dos lasers. Em seguida, é discutido o setup experimental para produção da armadilha óptica de dipolo com um laser com comprimento de onda sintonizável. Por fim, será mostrado o sistema de controle temporal do experimento para aquisição de imagens e dados.

### 3.1 O desacelerador Zeeman

Antes dos átomos de Rb serem aprisionados na armadilha magneto-óptica (MOT), estes passam por uma etapa de resfriamento na qual consiste de um feixe atômico proveniente de um forno (Figura 7) aquecido à temperatura média de  $140^{\circ}$ C. Um tubo diferencial em diagonal separa o compartimento carregado de Rb (ambos os isótopos 85 e 87) do resto do forno. O fluxo de átomos de Rb através desse tubo diferencial é de aproximadamente 2 x  $10^{16}$  átomos/s.

O vapor de Rb é colimado pelo tubo diferencial (E) com 4,77mm de diâmetro e 127mm de comprimento e assim submetido ao processo de desaceleração. Nesta etapa os átomos absorvem fótons provenientes de uma fonte luminosa sintonizada na ressonância atômica. Assim, por conservação de energia os átomos sofrem uma perda em seus momentos lineares na direção de propagação da fonte luminosa. Contudo, como a emissão espontânea de fótons se dá em uma direção aleatória, os átomos se desviariam de sua direção de propagação original. Mas, o processo de absorção e emissão espontânea do Rb é da ordem de nanosegundos, resultando na variação de momento somente na direção do feixe atômico já que as variações de momento linear provenientes da emissão espontânea se anulam.



Figura 7 - Forno para produção de vapor de Rb. Em (A) é depositado ampolas com rubídio. Este compartimento é aquecido à uma temperatura de 140°C e o tubo diferencial foi projetado de maneira a termos um fluxo de Rb de 2 x 10<sup>16</sup>átomos/s. Para evitar que o vapor residual se propague até a região (F) uma placa fria de cobre foi instalada (C). Uma válvula pneumática representado por (D) isola a parte de ultra vácuo do forno em casos de emergência e em necessidade de reposição dos átomos em (A). O tubo diferencial (E) tem a função de manter uma diferença de pressão entre o forno e o experimento de 10<sup>-3</sup> Torr.

Fonte: Adaptada de MENEGATTI (44).

Pode-se calcular o recuo sofrido pelo átomo usando a lei de Broglie. O momento carregado pelo fóton é p=h/ $\lambda$ , onde h é a constante de Planck e  $\lambda$  representa o comprimento de onda da radiação da fonte luminosa. Com a absorção do fóton dessa radiação a velocidade do átomo será reduzida no seguinte valor:

$$\Delta V = \frac{h}{m\,\lambda} \tag{13}$$

No qual *m* é a massa do elemento atômico de interesse. No caso do <sup>85</sup>Rb o laser é sintonizado na linha de transição D2 que corresponde a um  $\lambda$  de aproximadamente 780nm. A massa do <sup>85</sup>Rb é 1,41 x 10<sup>-25</sup>Kg consequentemente o recuo do átomo será de 0,6 cm/s a cada fóton absorvido.

Porém, há um problema de sintonia entre o átomo e a radiação durante todo o processo de desaceleração. Este se dá ao fato da radiação sofrer uma dissintonia para o azul em relação ao átomo devido ao efeito Doppler. Como o movimento atômico é contrário à propagação dos fótons, o incremento na frequência da radiação experimentado pelo átomo é
$\Delta f = V/\lambda$ . Portanto, essa dissintonia só depende da velocidade do átomo em um determinado instante e o comprimento de onda  $\lambda$  da radiação.

Para que o átomo se mantenha em ressonância com o feixe luminoso e consequentemente sofra desaceleração durante todo o processo pode-se implementar uma das duas técnicas a seguir. Em uma das técnicas varia-se a frequência do laser para compensar o efeito Doppler devido à variação de velocidade do átomo. Entretanto, esse método só desacelera átomos com uma determinada velocidade inicial. A técnica mais eficiente consiste em aplicar um campo magnético inomogêneo ao longo do trajeto de desaceleração. Dessa maneira, manipula-se os níveis de energia atômico pelo efeito Zeeman, compensando o efeito Doppler.

Tal técnica é intitulada de Zeeman tuning technique. Esta foi implementada por Will Phillips em 1982 (45) e é, atualmente, utilizada neste experimento para o resfriamento de átomos. Considerando um átomo com velocidade v contrapropagante a radiação onde existe um campo magnético dependente do espaço B(z), ocorrerá absorção do fóton quando a condição de ressonância for verdadeira:

$$Kv + \mu_B B(z) = (f_0 - f_l)$$
(14)

Onde *K* é o número de onda da fonte luminosa,  $\mu_B$  é o magnéton de Bohr e  $f_0$  e  $f_l$  representam as frequências de absorção do átomo em repouso e na ausência de campo, e a frequência do laser respectivamente. No caso do átomo de Rb, o espaçamento Zeeman  $\mu_B B(z)$  é linear com o campo magnético para os níveis de energia de interesse. A equação (14) mostra que o efeito Doppler é compensado pelo efeito Zeeman mantendo a diferença  $f_0 - f_l$  constante durante todo o percurso de desaceleração do átomo. Considerando que o átomo sofrerá uma desaceleração constante *a* e que sua velocidade inicial é  $v_0$  é possível determinar sua velocidade v(z) pelo trajeto usando a fórmula de Torricelli:

$$v(z)^2 = v_0^2 - 2 a z \tag{15}$$

Assim, pode-se extrair o perfil do campo magnético B(z) ao longo do trajeto atômico para que este tenha uma desaceleração constante *a*:

$$B(z) = B_0 - \frac{Kv_0}{\mu_B} \sqrt{1 - \frac{2a}{v_0^2} z}$$
(16)

A constante  $B_0$  é escolhida de maneira a selecionar uma determinada velocidade inicial máxima para certa frequência do laser. Como o campo magnético experimental apresenta flutuações, foi escolhido trabalhar com uma aceleração  $a = 0,6 a_{máx}$  para diminuir a perda de átomos durante o processo. Onde  $a_{max} = \frac{\hbar K\Gamma}{2m} = 0,11 \times 10^6 m/s^2$  é aceleração máxima que átomo de Rb pode sofrer.

#### 3.2 Armadilha magneto óptica

Após os átomos serem desacelerados em velocidades abaixo de 20 m/s e com a câmara de vácuo operando com uma pressão inferior a  $10^{-10}$  Torr é iniciado a etapa de aprisionamento da amostra atômica. Neste capítulo será descrito o funcionamento teórico da armadilha magneto óptica e será mostrado a montagem experimental para sua operação. Esta é armadilha presente em todo experimento de física atômica. Além de ser necessária para o carregamento da armadilha óptica de dipolo.

#### 3.2.1 Considerações teóricas

O aprisionamento de átomos em uma armadilha magneto óptica ocorre em uma região tridimensional, sendo assim necessário três feixes de laser contrapropagantes e ortogonais entre si. Para que a absorção do fóton ocorra no sentido oposto ao movimento do átomo, o laser é sintonizado abaixo da ressonância atômica. Compensando assim o efeito Doppler provocado pelo movimento do átomo. Consequentemente uma força de fricção agirá sobre o átomo diminuindo sua velocidade de movimento em determinada direção. A descrição acima constitui um meio viscoso para os átomos que é denominado melaço óptico. Este foi criado em 1985 por Steve Chu e colaboradores. (46) Embora a velocidade da nuvem atómica seja reduzida, a amostra continua a se expandir dentro da câmara. Portanto, apenas essa técnica não permite o confinamento dos átomos.

Introduzindo um gradiente de campo magnético e combinando com as polarizações adequadas dos feixes contrapropagantes gera-se uma regra de seleção espacial. Para compreensão do problema é analisado apenas um dos eixos de propagação dos feixes. Assim, quando os átomos são submetidos a um campo magnético linear (Figura 8.a) as degenerescências dos estados hiperfinos dos átomos são quebradas formando subníveis determinados pelo número quântico  $m_F$  (figura 8.b). Pela regra de seleção de transições hiperfinas, um feixe polarizado circularmente à esquerda ( $\sigma^{-}$ ) promove transições de  $\Delta m_F =$ -1. Ou seja, átomos em F=0 são excitados para o subnível hiperfino  $m_{F'}$ =-1. Enquanto que para luz com polarização à direita ( $\sigma^+$ ) a regra de seleção é  $\Delta m_F = +1$  e a transição ocorre de F=0 para  $m_F$ =1. Como esquematizado na Figura 8.b, fótons com polarização  $\sigma^-$  terão probabilidade maior de serem absorvidos por átomos localizados em x > 0. Enquanto que para átomos localizados em x < 0 a probabilidade de absorção é maior para fótons com polarização  $\sigma^+$ . Dessa maneira os átomos são confinados espacialmente, já que uma força restauradora os empurra no sentido do campo magnético nulo. Para obtenção do MOT, o esquema descrito acima é aplicado nas três direções ortogonais e o campo magnético é produzido por bobinas na configuração anti-Helmholtz.



Figura 8 - Em a) o perfil do campo magnético em uma dimensão e em b) a força restauradora espacial. A quebra de degenerescência ocorre no estado excitado F=1 em (m<sub>F</sub> = −1, 0, 1).
 Fonte: Elaborada pelo autor.

### 3.2.2 Transições eletrônicas no átomo de Rb

A transição correspondente à linha D2 dos elementos <sup>85</sup>Rb e <sup>87</sup>Rb é utilizada para aprisionamento desses átomos na armadilha magneto-óptica.

A figura 9 esquematiza os níveis de energia  $5S_{1/2}$  e  $5P_{3/2}$  com os seus respectivos estados hiperfinos. Como os resultados deste trabalho foram obtidos no isótopo Rb<sub>85</sub>, este será usado para o exemplo a seguir. Assim, com dessintonia para o vermelho em relação à transição  $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$ , o laser de aprisionamento é travado (seta vermelha na Figura 9). Elétrons excitados pelo laser de travamento decaem por emissão espontânea do estado excitdo  $5P_{3/2}(F' = 4)$  para o estado  $5S_{1/2}(F = 3)$  resultando assim em um ciclo fechado de transição. Contudo, há uma pequena probabilidade do elétron decair do estado excitado  $5P_{3/2}(F' = 4)$  para  $5S_{1/2}(F = 2)$ . Quando os átomos de Rb<sub>85</sub> tem o estado  $5S_{1/2}(F = 2)$  populado este átomo torna-se invisível ao feixe de aprisionamento e consequentemente se perde da MOT. A maneira de contornar o fato descrito anteriormente é adicionar um feixe de rebombeio na transição  $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3)$  devolvendo o átomo para o ciclo de aprisionamento na armadilha magneto-óptica.



Figura 9 - Transições eletrônicas para ambos os isótopos do Rb. Os feixes de aprisionamento estão representados pelas setas vermelhas enquanto os feixes de rebombeio correspondem às setas verdes.
 Fonte: Elaborada pelo autor.

# 3.2.3 Montagem Óptica

A montagem dos aparatos experimentais, sobre a mesa óptica, para realização do MOT de Rb está representado na figura 10.

Dois lasers de diodo da *Toptica* **DL 100** possuindo em torno de 100 mW de potência e comprimento de onda de 780 nm foram utilizados. Um dos lasers gera as frequências necessárias para o aprisionamento, desaceleração e imagem de absorção. Já o outro laser é utilizado para o rebombeio dos átomos tanto na armadilha quanto no desacelerador Zeeman. As frequências necessárias para cada uma dessas tarefas são geradas por moduladores acustoóptico (AOM) fabricados pela empresa *Intraaction*.



Figura 10 - No desenho é apresentado a montagem óptica para o aprisionamento, rebombeio e desaceleração do Rb. Espectroscopia de absorção saturada do aprisionamento AOM1 = -93,5MHz com total de 187MHz. Produzindo o feixe de aprisionamento do MOT AOM2 = +83,5 MHz com total de +167MHz (a -20 MHz da transição).AOM3= -200MHz total de -400MHz gera o feixe de aprisionamento do desacelerador. O feixe da imagem de absorção é produzido pelo AOM4 = +93,5MHz com total de +187MHz. Feixe de rebombeio para o desacelerador AOM5= -175MHz com total de -350MHz a -430MHz da transição . Espectroscopia de absorção saturada do rebombeio travado a -80MHz da transição de rebombeio.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Além disso, o feixe de aprisionamento era amplificado. Assim, foi possível a partir de 20 mW obter 400 mW após a amplificação de potência do feixe por um TA (Tapered-Amplifier) e passar por um isolador óptico. Este feixe foi acoplado em uma fibra óptica que guiava o mesmo até a câmara a vácuo. Essa é uma fibra mono modo fabricado pela *Canadian Instrumentation & Research Ltda*. Este modelo possui quatro entradas e seis saídas. Assim, o feixe de rebombeio era acoplado em outra entrada de maneira que as luzes de aprisionamento e rebombeio eram combinados (figura 10). Os acoplamentos nas fibras ópticas desse experimento possuem em média eficiência de 40%. Outro TA é dedicado a amplificação dos feixes de aprisionamento e rebombeio do desacelerador. Esse TA foi montado na configuração de dupla passagem (figura 11). (47)



Figura 11 - 1) Montagem do TA dedicado a amplificar os feixes para o descelerador Zeeman. 2)Desenho esquematizando o TA na configuração de dupla-passagem. Em a) estão combinados os feixes de aprisionamento (5mW) e rebombeio (2mW). b) Esses entram com polarização vertical pela lateral de um isolador óptico e são refletidos por cubo polarizador dentro do isolador. Em seguida, os feixes combinados são amplificados pela primeira vez entrando pela frente do TA com polarização horizontal. Em c) os feixes são reinjetados ao TA para que ocorra uma segunda amplificação. d) Fibra óptica dedicada ao Zeeman Slower.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Onde a fluorescência emitida pelo diodo na parte traseira do TA era refletida para o próprio diodo obtendo-se um feixe de laser. Assim, os feixes a serem amplificados eram injetados pela frente do TA. Os TAs eram controlados por controladores da *Thorlabs* LDC 205C e TED 200C.

Após amplificado o feixe do desacelerador também foi acoplado em uma fibra. Assim, o feixe do desacelerador é expandido e focalizado entrando na câmara de vácuo com aproximadamente 15mm de diâmetro e atingindo o tubo diferencial do forno (E da Figura 7) com 4,5mm de diâmetro. Já que o feixe de átomos tende a expandir como cone durante o percurso essa focalização da luz do desacelerador é necessária.

# 3.3 Armadilha óptica de dipolo

#### 3.3.1 Considerações teóricas

No início da área de aprisionamento e controle de átomos por luz, Ashkin (1978) (48) sugeriu que um feixe gaussiano focalizado sintonizado abaixo da ressonância atômica pudesse aprisionar átomos opticamente. Tal proposta foi demonstrada por Chu em 1986. (3) O conceito da armadilha de dipolo é muito simples. O campo elétrico oscilante  $\vec{E}$  proveniente do feixe gaussiano do laser induz um momento de dipolo elétrico  $\vec{d}$  nos átomos. O dipolo elétrico interage com o campo elétrico do próprio laser criando-se uma interação entre eles. O potencial desta interação pode ser escrito por:

$$U_{int} = -\frac{\overline{d.E}}{2} \tag{17}$$

Onde o fator  $\frac{1}{2}$  no potencial de interação ( $U_{int}$ ) deve-se ao fato do dipolo elétrico ser induzido. (49) O momento de dipolo elétrico pode ser escrito em termos da polarizabilidade elétrica da amostra  $\vec{d} = \alpha(\omega)\vec{E}$ . Dessa maneira, o potencial de interação dependerá da intensidade do feixe de laser (50) no espaço definidas em coordenadas cilíndricas:

$$U_{int}(r,\varphi,z) = -\frac{\alpha(\omega)E^2}{4} = -\frac{2\pi}{c}I(r,\varphi,z)$$
(18)

Para o perfil de intensidade de um feixe gaussiano o potencial tridimensional pode ser escrito como:

$$U_{int}(r,\varphi,z) = -\frac{U_0}{1 + (\frac{Z}{Z_R})^2} e^{-2(\frac{r}{W_0})^2}$$
(19)

Em que  $U_0$  é a profundidade ou o pico do potencial, dependendo se este for atrativo ou repulsivo e  $z_R$  é o comprimento de Rayleigh do feixe focalizado.

$$U_0 = \frac{\alpha(\omega)P}{2\epsilon_0 c\pi w_0^2} \tag{20}$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{21}$$

Nas equações acima *P* é a potência do laser e  $w_0$  é a cintura do feixe no foco. A polarizabilidade  $\alpha(\omega)$  do átomo pode ser calculada a partir do modelo de Drude-Lorentz para um elétron preso harmonicamente ao núcleo. A posição do elétron em torno do núcleo do átomo é governada pela equação:

$$\frac{d^2 \vec{r_e}}{dt^2} + \omega_0^2 \vec{r_e} = -\frac{e \vec{E}(t)}{m_e}$$
(22)

No qual e é a carga de Coulomb,  $m_e$  é a massa do elétron e  $\omega_0$  é a frequência natural de oscilação do elétron em torno do núcleo. Assim, resolvendo a equação acima é possível obter a polarizabilidade  $\alpha(\omega)$  do átomo sabendo que o momento de dipolo elétrico é  $\vec{d} = -e\vec{r_e} = \alpha(\omega)\vec{E}$ .

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{2\omega_0 m_e} \left[\frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{1}{\omega_0 + \omega}\right]$$
(23)

Pode-se notar assim que quando a frequência do laser é sintonizada abaixo da ressonância ( $\omega < \omega_0$ ) a polarizabilidade será positiva ( $\alpha > 0$ ). Ou seja, o dipolo induzido oscilará em fase com o campo elétrico do laser, consequentemente criando um potencial atrativo entre o dipolo e o campo. Por outro lado, quando a frequência do laser é maior que a frequência de ressonância ( $\omega > \omega_0$ ) a polarizabilidade será negativa ( $\alpha < 0$ ). Dessa maneira, o dipolo oscilará 180° fora de fase em relação ao campo fazendo com que o potencial de interação seja repulsivo. Assim, escolheu-se trabalhar com frequência abaixo da ressonância nesse experimento.

# 3.3.2 Montagem óptica

Na montagem da armadilha óptica de dipolo foi utilizado um amplificador de fibra modelo *YAR-50K-1064-SF* da empresa *IPG Photonics* (figura 12). Além disso, montamos um laser de diodo cujo diodo usado foi fabricado pela empresa *Qphotonics*. Era possível sintonizar o comprimento de onda desse laser de 1060 nm a 1070 nm. Parte da luz foi injetada em uma fibra monomodo, a qual foi conectada ao amplificador *YAR*. Assim, os 5 mW injetados na fibra óptica podiam ser amplificados em até 50 W. Tal laser de diodo possuía uma largura de banda de aproximadamente de 1 MHz, esta largura não era amplificado pelo amplificador. A luz amplificada saia também por uma fibra óptica e colimada com uma cintura de *w*=1.3mm. Esta luz era guiada por espelhos, como mostrado na Figura 12, até a câmara. Antes de entrar na câmara ela passa por um telescópio que aumentava a cintura do feixe em um fator de dois para que esta tivesse uma cintura  $w_0$ = 40 µm após focalizada por uma lente de distância focal 200mm. O valor da cintura foi medido utilizando o método conhecido como *knife-edge method*. (51-52)



Figura 12 - Montagem experimental da armadilha óptica de dipolo cruzada com comprimento de onda sintonizável na região entre 1060 – 1070 nm. a)laser de diodo cuja luz é injetada em uma fibra óptica monomodo e inserida no amplificador. O comprimento de onda do laser é monitorado por walength meter (WS7). b) Amplificador YAR que amplificava em até 50 W o feixe de entrada. c) Telescópio para aumentar a cintura do feixe proveniente do amplificador em um fator de 2. d) Feixe para armadilha de dipolo focalizado com uma lente de 200 mm para produzir uma cintura de w= 40 µm no foco. e) Região de aprisionamento atômico e molecular (cruzamento dos focos dos feixes). f) Bloqueador de feixe.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Conhecendo o valor da potência de operação do laser e a cintura do feixe no foco é possível determinar a profundidade do potencial da armadilha de dipolo através da equação (20). Assim, sabendo que a polarizabilidade estática do Rb é 53 x 10<sup>-40</sup> C.m<sup>2</sup>/V a figura 13 mostra o corte transversal do potencial da armadilha de dipolo na região do foco de um feixe com cintura de w<sub>0</sub>= 40  $\mu$ m e com 50 W de potência cuja a profundidade é de 1,44 mK.



Figura 13 - Potencial de aprisionamento confinante para uma armadilha de dipolo de Rb com um feixe focalizado. Corte do potencial transversal em z=0. A profundidade do potencial é  $U_0/K_B = 1.44mK$  onde  $K_B$  é a constante de Boltzmann. Fonte: Elaborada pelo autor.

Devido ao princípio de superposição dos campos, a profundidade da armadilha de dipolo cruzada é multiplicada por um fator de dois. Consequentemente, a profundidade obtida é de 2,88 mK para uma amostra de Rb.

# 3.4 Controle do Experimento

Nesta seção são apresentados os sistemas de controle dos lasers para aquisição da armadilha magneto-óptica. Além do procedimento de carregamento da armadilha de dipolo e os programas para aquisição de dados.

# 3.4.1 Módulo DigiLock

Para a obtenção de uma armadilha magneto-óptica é necessário que as frequências dos lasers fiquem travadas nas transições atômicas. O travamento é feito utilizando dois **Módulos Digilock 110** (um módulo para o laser de aprisionamento e outro para o rebombeio) fabricados pela empresa Toptica. Os módulos digilock podem ser controlados simultaneamente por um computador via entrada USB.

O sinal de referência enviado ao digilock para travamento dos lasers é gerado através da técnica de absorção saturada por polarização. (53) Assim, o módulo corrige variações na frequência do laser com um sistema PID. A técnica de absorção saturada por polarização consiste em propagar um feixe de polarização linear por uma célula de vapor de Rb, denominado feixe de prova, e contra propagar um feixe de polarização circular  $\sigma^+$ , chamado feixe de bombeio (figura 14). O feixe de prova passa por um cubo *beamsplitter* e são direcionados a dois fotodetectores independentes. Para gerar um sinal de dispersão do espectro de absorção os sinais dos fotodetectores são subtraídos (figura 15).



Figura 14 - Esquema da montagem óptica da espectroscopia de absorção saturada por polarização do laser de aprisionamento.1) Célula de vapor de Rb. 2) Fotodetectores. Fonte: Elaborada pelo autor.



Figura 15 - Módulo Digilock 110 Toptica onde é mostrado o sinal de dispersão. As setas brancas mostram as posições de lock do laser de aprisionamento do <sup>85</sup>Rb ( $\mathbf{F} = \mathbf{3} \rightarrow \mathbf{F}' = \mathbf{4}$ ) e <sup>87</sup>Rb ( $\mathbf{F} = \mathbf{2} \rightarrow \mathbf{F}' = \mathbf{3}$ ). Fonte: Elaborada pelo autor.

### 3.4.2 Sequência e sincronização experimental

Os instrumentos do experimento são controlados por duas placas de aquisição fabricadas pela empresa *National Instruments*. Uma modelo **PCI 6229**, que possui 32 canais de entrada analógica, 4 canais de saída analógica e 48 canais digitais. E outra modelo **PCI 6221**, com 8 canais digitais e 2 analógicos. A interface das placas com os instrumentos é feito através de um software em LabView. Com o software apresentado na figura 16 é possível sincronizar temporalmente todos os canais com precisão de até 100 µs. Os principais objetos controlados no experimento são os drives de rádio frequência e bloqueadores mecânicos de feixe (shutter), que têm o objetivo de controlar as frequências e potências dos lasers. Além de haver controladores para desligamento das bobinas e de câmeras para aquisição de imagens.



Figura 16 - Interface desenvolvida em Labview para sincronização do experimento. Fonte: Elaborada pelo autor.

### 3.4.3 Carregamento da armadilha de dipolo

A primeira etapa para aquisição da armadilha de dipolo envolveu o alinhamento preciso do laser entre 1060 a 1070 nm, descrito na seção 3.3.2, sobre a MOT. Com tal objetivo, um feixe ressonante com a MOT foi usado como feixe guia para que o laser fosse alinhado sobre a amostra. Pelo fato do feixe guia ser ressonante, átomos são lançados para fora da armadilha devido à transferência de momento quando a armadilha é atingida por ele. O feixe guia foi alinhado sobre o caminho óptico do laser usado para armadilha de dipolo e em seguida foi colocado algumas íris para garantir o alinhamento. Uma vez alinhado, o feixe guia foi retirado do caminho óptico e em seguida o feixe do laser da armadilha de dipolo foi realinhado passando pelas íris, garantindo que este passasse sobre a MOT.

A sequência temporal do carregamento da armadilha de dipolo é mostrado na figura 17. O processo de carregamento é iniciado com  $10^8$  átomos aprisionados em uma densidade  $2x10^{10}$ cm<sup>-3</sup> na armadilha magneto-óptica durante 8s. A temperatura da armadilha magneto-óptica é de algumas centenas de micro-Kelvin, é muito alta para que a armadilha de dipolo seja carregada com eficiência. Para contornar este problema, a potência dos lasers de aprisionamento e rebombeio eram diminuídos e a dissintonia era aumentada de modo a resfriar a amostra. (54)

Além disso, 1ms antes do final da etapa de carregamento da armadilha de dipolo o feixe de rebombeio é desligado por completo. Nesse passo ocorre o bombeio óptico dos átomos de Rb para o estado hiperfino fundamental. Desse modo, as colisões inelásticas entre os átomos na armadilha de dipolo são eliminadas. (54) Consequentemente, as perdas na armadilha são diminuídas e seu tempo de vida elevado significativamente. Se dois átomos no estado hiperfino superior ( ${}^{85}\text{Rb} \rightarrow F = 3$  ou  ${}^{87}\text{Rb} \rightarrow F = 2$ ) se colidem, pode ocorrer o decaimento de um deles para o estado hiperfino fundamental( ${}^{85}\text{Rb} \rightarrow F = 2$  ou  ${}^{87}\text{Rb} \rightarrow F = 1$ ). Levando assim, a um acréscimo de energia cinética dos átomos, por consequência há um aumento de temperatura. Com o decaimento de apenas um dos átomos para o estado hiperfino fundamental, o equivalente em temperatura adquirido é em torno de 250 mK que é muito maior que a profundidade do potencial da armadilha de dipolo  $U_0 = 2,88$  mK. Logo, essa etapa é importante para evitar perda devido à mudança da estrutura hiperfina.

Potência do laser da	МОТ	Carregamento	Bombeio óptico	Armadilha óptica de dipolo
armadilha óptica de dipolo	ON (50W)			
Dissintonia do feixe				
de aprisionamento	-20 MHz	-35 MHz		
Intensidade do feixe				
de aprisionamento	8 mW/cm²	1,6 mW/cm²		OFF
Intensidade do feixe de rebombeio	1,6 mW/cm <sup>2</sup>	60 μW/cm²	OFF	
Campo	ON			
Magnético			OFF	
	4 – 8s	50ms	1ms	0 – 5s

Figura 17 - Sequência temporal para carregamento da armadilha de dipolo para o <sup>85</sup>Rb e <sup>87</sup>Rb. O MOT é carregado por 8s e passa por um estagio de resfriamento com durabilidade de 50ms. Por fim, o campo magnético e os lasers da MOT são desligados ficando apenas o laser de 50W para produção da armadilha óptica de dipolo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

# 3.5 Técnicas para detecção e aquisição

Nesta seção é descrito os métodos de detecção de átomos e moléculas. Tais técnicas são fundamentais para caracterização da amostra e para compreensão da dinâmica do sistema.

# 3.5.1 Imagem de Absorção

Para fazer imagem de absorção da amostra aprisionada na armadilha óptica de dipolo, os átomos são iluminados por um feixe ressonante e colimado. Dessa forma, o feixe ressonante é absorvido pelos átomos na armadilha formando uma sombra. A *lei de Beer* mostra como é a variação da intensidade do feixe ao passar pela amostra:

$$\frac{dI}{dz} = -\sigma_0 n(x, y, z)I \tag{24}$$

sendo  $\sigma_0 = 2.9 \times 10^{-9} cm^2$  a seção de choque de espalhamento e n(x, y, z) o perfil de densidade da amostra. Integrando a equação (24) ao longo do eixo z, o perfil de intensidade do feixe de imagem que propaga através das lentes e atinge a câmara CCD é:

$$I(x, y) = I_0(x, y) Exp[-\sigma_0 \bar{n}(x, y)] - I_{bg}(x, y)$$
(25)

 $I_0(x, y)$  representa a intensidade inicial do feixe de imagem. Para determinar  $I_0(x, y)$ , uma imagem sem átomos é adquirida.  $\overline{n}(x, y)$  é a integral da densidade ao longo da direção z. Além disso,  $I_{bg}(x, y)$  representa a intensidade de luz de fundo do sistema (*background*). No qual uma imagem é tirada com os lasers desligados levando em conta possíveis defeitos na aquisição das imagens da armadilha. Combinando as imagens I(x, y),  $I_0(x, y) \in I_{bg}(x, y)$  é possível gerar a transmissão:

$$T(x,y) = \frac{I(x,y) - I_{bg}(x,y)}{I_0(x,y) - I_{bg}(x,y)}$$
(26)

O cálculo da densidade óptica é feito pixel a pixel e compõe a imagem de absorção e seu valor máximo é aproximadamente 3,0. Assim, a densidade para um determinado pixel da CCD é:

$$\bar{n}(x,y) = \frac{-\ln[T(x,y)]}{\sigma_0}$$
(27)

Por fim o número total de átomos N é a integral de  $\overline{n}(x, y)$  no plano definido pelos eixos x e y:

$$N = \iint \bar{n}(x, y) \, dx dy \tag{28}$$

$$N = -\frac{A}{\sigma_0} \sum_{pixels} \ln[T(x, y)]$$
(29)

Onde A é a área de um pixel da câmera CCD.

Para aplicação da técnica discutida nessa seção o feixe de imagem é levado por fibra óptica e expandido em torno de 25mm de diâmetro. Em seguida o feixe atinge a amostra e posteriormente é expandido novamente dobrando seu diâmetro. Por fim a luz é captada em uma câmara CCD. Tal feixe é sintonizado na transição  $5S_{\frac{1}{2}}(F = 3) \rightarrow 5P_{\frac{3}{2}}(F' = 4)$  para o <sup>85</sup>Rb e  $5S_{\frac{1}{2}}(F = 2) \rightarrow 5P_{\frac{3}{2}}(F' = 3)$  para o <sup>87</sup>Rb. Os átomos também são iluminados com o feixe de rebombeio durante a exposição do feixe de imagem, para que os átomos fiquem sempre ressonantes com o feixe de imagem. Na figura 18 temos uma imagem de absorção dos átomos de <sup>85</sup>Rb aprisionados em nossa ODT.



Figura 18 – Imagem de absorção de átomos de <sup>85</sup>Rb aprisionados na armadilha óptica de dipolo. Fonte: Adaptada de MENEGATTI (43)

#### 3.5.2 Imagem de Fluorescência

Na obtenção de imagens da armadilha de dipolo por fluorescência, o procedimento consiste em iluminar os átomos aprisionados com os feixes de aprisionamento e rebombeio da armadilha magneto-óptica com um tempo de exposição de 1 ms e observar a luz espalhada com uma câmara CCD sincronizada com o experimento. Ou seja, os átomos ficam aprisionados na armadilha de dipolo por um determinado tempo ajustável antes de receber o pulso de feixes ressonantes. Embora a imagem de fluorescência não seja a mais apropriada para obter valores quantitativos, como a densidade dos átomos aprisionados na armadilha óptica de dipolo, ela é bem conveniente para alinhamentos preliminares. A Figura 19 mostra a imagem de fluorescência de uma armadilha óptica de dipolo com feixes cruzados de <sup>85</sup>Rb.



Figura 19 - Imagem de fluorescência de uma armadilha óptica de dipolo com feixes cruzados. Fonte: MARANGONI (55)

### 3.5.3 Fotoionização de moléculas

Para a detecção de moléculas é usado o método de fotoionização. Visto que se torna muito difícil a detecção destas por análise de imagens, pois as moléculas podem popular diferentes estados quânticos vibracionais. Assim, fotoionizando a amostra pode-se detectar o íon molecular pela técnica de espectroscopia por tempo de voo.

O processo de fotoionização das moléculas pode ocorrer pela absorção de dois ou três fótons (figura 20). Onde o primeiro fóton absorvido pela molécula acopla o estado eletrônico fundamental  $(X^1\Sigma_g^+)$  com um estado eletrônico intermediário. E os outros fótons levam o elétron excitado para um estado contínuo.



Figura 20 - Esquema da fotoionização de  $Rb_2$  por absorção de três fótons. Fonte: Elaborada pelo autor.

A ionização da amostra é feita usando um laser de corante, modelo JAGUAR, no qual podemos sintonizar o comprimento de onda com uma grade de difração móvel, a fim de caracterizarmos os níveis vibracionais das moléculas. O corante é bombeado por um laser pulsado, fabricante *Spectra-Physics*, centrado em 532nm, com uma taxa de repetição de 1 a 8 KHz e com potência média menor que 2W. O corante bombeado era Oxazina-720, que foi cuidadosamente dopado com Rhodamina-6G com a finalidade de aumentar a eficiência do corante. A adição de Rhodamina praticamente dobrou a potência do laser emitido pelo

corante. Contudo, o comprimento de onda do laser de corante deslocava-se para o azul conforme a adição da Rhodamina. O resultado final foi um laser com comprimento de onda em torno de 680nm, com potência média de 20 mW operando em uma taxa de repetição de 2 KHz. Ou seja, 10µJ de energia por pulso. Assim, a cada pulso do laser uma fração de moléculas é ionizada. Esses íons são acelerados para um detector de íons e o sinal é medido em um osciloscópio. No espectro gerado no osciloscópio é possível diferenciar íons atômicos e moleculares pelo tempo de vôo da amostra até o detector (figura 21). Devido ao fato de moléculas de Rb<sub>2</sub> ter o dobro da massa dos átomos, a razão entre o tempo de voo das moléculas em relação aos átomos é  $\sqrt{2}$ .



Figura 21 - Sinal de íons no osciloscópio. 1) íons  $Rb^+$  e 2) íons  $Rb_2^+$  ionizados no MOT. Fonte: Elaborada pelo autor.

Para medir o número de íons moleculares, o pico correspondente às moléculas é selecionado com um "photon counter" contando o número total de íons que atingem o detector em um determinado intervalo de tempo. O valor de íons é convertido em uma tensão. Assim, é possível variar o comprimento de onda do laser de corante movendo a grade e determinar o número de moléculas ocupando um estado quântico vibracional.

# 3.5.4 Espectroscopia de trap-loss

A espectroscopia de *trap-loss* consiste em medir a diminuição de fluorescência proveniente dos átomos aprisionados em função da frequência do laser de fotoassociação. A

diminuição da fluorescência é uma consequência do processo de fotoassociação. Quando a frequência do laser de fotoassociação é varrida, um par de átomos aprisionados pode absorver um fóton ressonante produzindo uma molécula em um determinado nível rovibracional do estado eletrônico excitado. Em consequência, há uma redução no número de átomos aprisionados. O processo de fotoassociação de longo-alcance exige uma intensidade menor do laser de fotoassociação, já que as moléculas são formadas nos níveis mais elevados do potencial excitado. Entretanto, essas moléculas possuem alta probabilidade de decaírem em um par de átomos livres com uma energia cinética relativa suficiente para escapar da armadilha. Embora, a fotoassociação de longo-alcance seja mais fácil de detectar pela espectroscopia de trap-loss ela não é interessante para formação de moléculas no estado eletrônico fundamental. Assim, decidimos fazer espectroscopia de trap-loss com um laser de fotoassociação de 50W de potência focalizada sobre os átomos aprisionados. Com um laser de alta potência seríamos capazes de realizar fotoassociação de curto-alcance, pois contornaríamos os pequenos acoplamentos das funções de onda dos estados envolvidos nesse processo. Ou seja, aumentaríamos a taxa de excitação de pares atômicos, como consequência o processo de trap-loss seria intensificado, além de haver uma maior formação de moléculas no estado eletrônico fundamental. O laser de fotoassociação desse experimento é o mesmo usado na armadilha óptica de dipolo, descrito na seção 3.3.2.

# **4 RESULTADOS E DISCUSSÃO**

Nesse capítulo apresentamos os resultados obtidos nesse trabalho. Aqui buscamos a formação de molécula de <sup>85</sup>Rb<sub>2</sub> pela técnica de fotoassociação no regime de curto alcance. Para isso, a técnica de *trap-loss* foi aplicada na armadilha magneto-óptica varrendo o laser proveniente do amplificador *YAR* nas regiões de ressonâncias moleculares. Em seguida, é apresentado tempos de vida da armadilha óptica de dipolo a fim de observar o efeito de perda por dois corpos com o laser sintonizado em diferentes comprimentos de onda.

#### 4.1 Fotoassociação de Rb2 no MOT.

Para realização desse experimento foi utilizado os valores da Tabela 1 que contêm as ressonâncias do par atômico de <sup>85</sup>Rb à diferentes estados vibracionais do potencial excitado  $0_u^+$  (figura 25). Na primeira coluna estão os níveis vibracionais do potencial  $0_u^+$ .  $E_v$  são as energias de ligação dos níveis vibracionais relativos à assíntota 5S+5P do potencial  $0_u^+$ . Já a terceira e quarta coluna são as respectivas energia e comprimento de onda de transição a partir da assíntota 5S+5S do potencial fundamental  $X^1\Sigma_g^+$ . Os valores da Tabela 1foram calculados e fornecidos pelo grupo do pesquisador Oliver Dulieu.

V	$E_{\nu}$ (cm <sup>-1</sup> )	$K_{\nu}$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda_{\nu}$ (nm)
136	-3396,383	9340,957	1070,55
137	-3374,678	9362,662	1068,07
138	-3358,014	9379,326	1066,17
139	-3333,683	9403,657	1063,41
140	-3319,239	9418,101	1061,78

Tabela 1 - Energias de transições do par atômico de <sup>85</sup>Rb aos níveis vibracionais do potencial excitado 0<sub>u</sub><sup>+</sup>.

Fonte: Elaborada pelo autor.

O experimento dessa seção foi envolveu em varrer a frequência do laser amplificado pelo amplificador *YAR* e ver seu efeito sobre o MOT. Para isso, utilizamos um fotodetector para captar a fluorescência proveniente da armadilha magneto-óptica. Para garantir que apenas a luz do MOT fosse medida pelo fotodetector, utilizamos um filtro passa-banda para bloquear qualquer luz espalhada proveniente do amplificador de fibra *YAR*. Em seguida, o

fotodetector foi ligado a um amplificador lock-in. Aqui decidimos desligar e ligar o laser de rebombeio a uma taxa de 500Hz. Embora, o ideal seria modular o laser de alta potência proveniente do amplificador YAR, há uma série de razões por termos modulado o laser de rebombeio. A primeira é que não era possível fazer o controle da potência desse laser no momento por o modulador acusto-óptico dedicado a esta tarefa estar quebrado. A vantagem em modular um dos lasers do MOT é o carregamento de dipolo quase contínuo, bem similar a referência (56), onde o MOT é ligado e desligado em uma certa frequência de maneira que haja um aumento na densidade de átomos na região do foco do laser da armadilha óptica de dipolo. O motivo pelo qual decidimos controlar o laser de rebombeio, em vez do laser de aprisionamento, é que queríamos que a maioria dos átomos de Rb no MOT ocupassem o estado hiperfino fundamental inferior (F=2 no caso do <sup>85</sup>Rb). Isso foi feito pensando no experimento na armadilha óptica de dipolo. Onde na fase de bombeio óptico o laser de rebombeio é desligado (figura 17) evitando perdas por dois corpos devido a colisões inelásticas por mudança de estado hiperfino. (57) Como os valores calculados pelo grupo do pesquisador Oliver Dulieu (tabela 1) consideram dois átomos de <sup>85</sup>Rb no estado hiperfino F=3, essa diferença de energia teve de ser compensada. Pela figura 9 vemos que a diferença de energia dos estados hiperfinos F=2 e F=3 é de aproximadamente 3GHz. Assim, temos uma diferenca de 6GHz para um par atômico de <sup>85</sup>Rb no estado hiperfino F=2.

Para que pudéssemos variar a frequência do laser, que faria a fotoassociação, aplicamos uma rampa de tensão em seu PZT a fim de mover sua grade de difração. Além disso, a frequência era monitorada por um *wavelength meter WS-7*. Dessa maneira a fluorescência do MOT era aquisicionada em função da frequência do laser. Assim, varremos a frequência do laser em três diferentes ressonâncias moleculares do <sup>85</sup>Rb. Na Figura 22, em preto temos a fluorescência normalizada do MOT, resultado da varredura em torno do nível vibracional v=138 do potencial  $0^+_u$ , cujo número de onda era 9379,526 cm<sup>-1</sup>. Contudo o pico apareceu -0,03 cm<sup>-1</sup> do valor esperado. Na Figura 22 a fluorescência normalizada em vermelho, varremos o laser em torno do nível v=137. O valor teórico era 9362,864 cm<sup>-1</sup>, mas a ressonância também aparece -0,03cm<sup>-1</sup>. Tentamos também varrer em torno do nível v=139, entretanto não obtemos picos. Pelo fato de ser necessário injetar um laser na faixa de 1060 nm a 1070 nm no amplificador *YAR* para o seu funcionamento seguro, não foi possível fazer medidas nos níveis vibracionais v=136 e v=140.



Figura 22 - Espectros normalizados de perda na armadilha magneto-óptica. Em preto, varredura em torno do nível vibracional *v*=138 onde o zero de frequência corresponde a energia k=9379,49cm<sup>-1</sup>. Em vermelho, varredura em torno do nível vibracional *v*=137 onde o zero de frequência corresponde a energia k=9362,83cm<sup>-1</sup>.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Os espectros obtidos na Figura 22 dependiam fortemente do tempo de carregamento da armadilha magneto-óptica. Com o carregamento do MOT maximizado pelo Zeeman Slower foi difícil de vermos um efeito de perda em nossa armadilha. Para que pudéssemos observar melhor esse efeito reduzimos a potência do Zeeman Slower por um fator de dois diminuindo a corrente do TA. E para cada frequência do laser esperávamos um intervalo de tempo de 6s a 9s para registrarmos a fluorescência do MOT. Dessa maneira, o MOT tinha tempo suficiente para ser carregado por átomos de Rb e estabilizar o sinal de fluorescência. Embora, não conseguíssemos varrer o laser mais que 4GHz sem que o laser pulasse de modo obtivemos dois picos em cada espectro. Esses picos correspondem a subníveis rotacionais. A energia dos estados rotacionais é dado por:

$$E_{rot} = B_v J(J+1) \tag{30}$$

Onde J é o número quântico rotacional e  $B_v$  é a constante de rotação. Temos que a diferença de energia dos estados rotacionais com números quânticos J=0 e J=1 é 2 $B_v$ . Onde as constantes rotacionais calculadas pelo grupo do pesquisador Olivier Dulieu são  $B_{137}$ =0,548GHz e  $B_{138}$ =0,455GHz. Assim para o nível vibracional v=137 a separação teórica entre os picos é 1,095GHz e a experimental é 1,62GHz. Já para v=138 a diferença de energia calculada é de 0,91GHz e a experimental é de 1,35GHz. Embora haja discrepâncias entre os valores experimentais e calculados as razões entre os valores experimentais 1,62/1,35 e os teóricos são 1,095/0,91 são ambos iguais a 1,2. Na figura 4.3 temos o quadrado dos momentos de dipolo de transição entre o último nível vibracional do potencial fundamental  $X^1\Sigma_g^+$  e alguns níveis vibracionais do potencial excitado  $0_u^+$  que foram fornecidos pelo grupo do Oliver Dulieu. A função de onda do último nível vibracional do potencial  $X^1\Sigma_g^+$  é uma boa aproximação da função de onda do par atômico livre de <sup>85</sup>Rb. Assim, podemos observar que o quadrado do momento de dipolo de transição do v=139 é muito menor comparado ao v=137 e v=138. Essa é uma possível razão de não vermos perdas no MOT em torno do nível vibracional v=139.



Figura 23 - Quadrado do momento de dipolo de transição entre o último nível vibracional do potencial fundamental e níveis vibracionais do potencial excitado 0<sub>u</sub><sup>+</sup>.
 Fonte: Elaborada pelo autor.

Após a fotoassociação as moléculas decaem em diferentes níveis vibracionais do potencial eletrônico fundamental. Essa distribuição é regida pelos Fatores de Franck-Condon (FCFs). A fim de calcularmos essa distribuição utilizamos o programa *level 8.0* desenvolvido pelo professor Robert Leroy da Universidade de Waterloo para resolver as funções de onda de cada nível vibracional dos potenciais eletrônicos envolvidos em nosso experimento,  $X^1\Sigma_g^+$  e  $0_u^+$ . Dessa maneira foi possível calcular a probabilidade de transição entre os níveis vibracionais, dados pelos Fatores de Franck-Condon (FCFs) e a energia entre os acoplamentos. Assim, é possível prever a distribuição de moléculas no potencial fundamental  $X^1\Sigma_g^+$  resultante do processo de fotoassociação. Na figura 24 temos a distribuição de moléculas no potencial fundamental após decaimento a partir do nível vibracional v=138 do potencial excitado  $0_u^+$ .



Figura 24 - Distribuição de moléculas de <sup>85</sup>Rb<sub>2</sub> no potencial fundamental após decaimento a partir do nível vibracional v=138 do potencial excitado 0<sub>u</sub><sup>+</sup>.
 Fonte: Elaborada pelo autor.

### 4.2 Evolução temporal dos átomos aprisionados

A evolução temporal de átomos de uma só espécie em uma armadilha óptica de dipolo pode ser descrita pela seguinte equação:

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\gamma n(t) - \beta n(t)^2 \tag{31}$$

Onde a grandeza física  $\gamma$  é a taxa de perda linear e  $\beta$  é a taxa de perda por dois corpos. A primeira trata-se da perda causada por colisões entre átomos aprisionados e átomos do vapor de fundo residual. Além de poder ocorrer o aquecimento da amostra devido a instabilidades no laser de aprisionamento. (59) A taxa de perda por dois corpos está relacionada às colisões que ocorrem entre átomos aprisionados.

No trabalho realizado por Carlos R. Menegatti e colaboradores (58) um laser banda larga, centrado em 1071nm e com aproximadamente 2nm de largura foi usado para produção de uma armadilha óptica de dipolo. Medindo o tempo de vida dessa armadilha para uma amostra de <sup>85</sup>Rb e <sup>87</sup>Rb foi possível observar perda devido a colisão de dois corpos, mesmo garantindo que os átomos aprisionados estivessem nos estados hiperfinos inferiores. Por essa razão, a explicação de perda por dois corpos devido a mudança de estrutura hiperfina do par atômico durante uma colisão inelástica (57) tornou-se insustentável. Assim, a interpretação da perda por dois corpos foi a fotoassociação de Rb<sub>2</sub> na armadilha. Como tratava de uma armadilha óptica de dipolo com um laser banda-larga, uma certa frequência deste laser excitava o par atômico de Rb ao potencial  $0_u^+$  (figura 25) que em seguida decaia por emissão espontânea formando moléculas ultrafrias de Rb<sub>2</sub>.



Figura 25 - Esquema proposto de fotoassociação de  $Rb_2$  pelo laser banda larga. Fonte: MENEGATTI (58).

Para o <sup>87</sup>Rb o comprimento de onda de excitação era  $\lambda_{PA}=1072.33$ nm que correspondia ao nível vibracional v=137 do potencial excitado. E para o <sup>85</sup>Rb,  $\lambda_{PA}=1070.55$ nm que corresponde a v=136.

Com base nesse trabalho, decidimos medir o tempo de vida da armadilha óptica de dipolo com laser estreito (aproximadamente 1MHz de largura), descrito na seção 3.3.2. Assim, propomos fazer medidas com o comprimento de onda sintonizado sobre uma ressonância molecular do <sup>85</sup>Rb buscando a perda por dois corpos na armadilha óptica de dipolo. E também fazer medidas fora de ressonância esperando que o efeito de dois corpos não contribuísse no tempo de vida da armadilha.

Para realização do experimento foi utilizado a sequência de carregamento da armadilha óptica de dipolo mostrada na figura 17. Porém, nota-se que não foi possível o controle da potência do laser da armadilha óptica de dipolo durante o seu carregamento. Assim, o laser ficou ligado todo o tempo, inclusive no momento de captura da imagem dos átomos aprisionados. Como consequência as imagens de absorção foram comprometidas, dificultando a medida precisa da densidade de átomos na armadilha. Dessa maneira, decidimos medir o tempo de vida da armadilha óptica de dipolo analisando apenas suas imagens de fluorescência.

Foram feitas medidas do tempo de vida da armadilha óptica de dipolo de <sup>85</sup>Rb com o laser sintonizado, e travado pelo wavelength meter WS-7, em três energias diferentes (figura 26.1). Representado pelos círculos vermelhos o laser está sintonizado em uma ressonância molecular com número de onda K=9379,526 cm<sup>-1</sup>. Esta frequência corresponde a energia de excitação do atômico de <sup>85</sup>Rb ao nível vibracional v=138 do potencial  $0^+_{\mu}$ , como vimos na seção 4.1. Foram feitas também duas medidas do tempo de vida da armadilha com o laser sintonizado fora de qualquer ressonância (em preto e em branco da figura 26.1). Embora, não fosse possível obter os parâmetros de perda  $\gamma \in \beta$  da nossa armadilha com precisão a partir da análise das imagens de fluorescência, as diferenças nas perdas de átomos com o laser sintonizado numa ressonância e fora desta, são claras. Então, decidimos comparar as nossas curvas de decaimento com as curvas medidas por Menegatti e colaboradores. Para o 85Rb na armadilha óptica de dipolo com laser banda-larga (2nm) centrado em 1071nm, Menegatti e colaboradores obtiveram os parâmetros de perda  $\gamma = 0.4 \pm 0.02s^{-1}$  e  $\beta = (3.7 \pm 0.2) \times$  $10^{-12} cm^3/s$ . Assim, decidimos fitar curvas com parâmetros que melhor se adequavam as nossas curvas de decaimento. Na figura utilizamos 26.2 utilizamos para ambas as curvas  $\gamma =$  $0.4s^{-1}$ . Para curva em preto, fora de ressonância temos  $\beta = 3.2 \times 10^{-12} cm^3/s$  que corresponde a um valor bem próximo ao obtido por Menegatti e colaboradores. Já para curva em ressonância, em vermelho, obtivemos um  $\beta = 13.0 \times 10^{-12} cm^3/s$ . Portanto, quando o laser está sintonizado sobre uma ressonância molecular as perdas por dois corpos são intensificadas aumentando as perdas na armadilha. Esse aumento na perda nos sugere que há ocorrência de fotoassociação. Entretanto, quando o laser está sintonizado fora de ressonância não podemos afirmar que não há fotoassociação. Transições podem ocorrer devido à alta intensidade do laser fazendo que o tempo da armadilha seja pequeno além das curvas fora de ressonância não apresentarem um decaimento perfeitamente exponencial.



Figura 26 - 1)Tempo de vida da armadilha de dipolo de <sup>85</sup>Rb. Em vermelho temos o tempo de vida da armadilha com laser sintonizado sobre a ressonância molecular correspondente a excitação ao nível vibracional v=138 do potencial. E em preto e branco temos medidas com o laser fora de ressonância. Em preto os feixes estão cruzados e em branco a medida foi feita com apenas um feixe. 2) Curvas de decaimento em ressonância, em vermelho, e fora de ressonância, em preto.

Fonte: Elaborada pelo autor.

#### 4.3 Bombeamento óptico de Rb<sub>2</sub> para o estado vibracional fundamental $v_x=0$

Nesse capítulo foi mostrado resultados que comprovam a fotoassociação de curto alcance pelo laser de alta potência. Além disso, podemos prever como seria a distribuição de moléculas nos níveis vibracionais do estado eletrônico fundamental  $X^1\Sigma_g^+$ . Na figura 24 temos o resultado do decaimento após a fotoassociação de <sup>85</sup>Rb<sub>2</sub>. Como o objetivo final desse experimento é popular o nível vibracional fundamental  $v_x=0$ , isto será feito pela técnica de bombeamento óptico. A técnica consiste em ciclos de excitação das moléculas no estado eletrônico fundamental por um laser banda-larga até que decaiam ao nível vibracional fundamental. O laser banda-larga que será usado no nosso experimento estará centrado em torno de 1060nm e possuirá uma largura de aproximadamente 28nm. Além disso, os potenciais  $X^1\Sigma_g^+$  e  $0_u^+$  foram fornecidos ao nosso grupo. Com o auxílio do programa *level 8.0* fomos capazes de calcular os FCFs e as energias de acoplamento entre os níveis vibracionais. Com esses dados fomos capazes de prever a dinâmica das moléculas resultante do bombeamento óptico.

Para simular os ciclos de bombeamento óptico um código foi escrito no programa *Mathematica 10* onde consideramos a distribuição de intensidade do nosso laser uma gaussiana da forma:

$$I(\lambda) = I_0 e^{-\frac{(\lambda - \lambda_0)}{\Delta \lambda}}$$
(32)

Onde  $I_0=9,5 \ge 10^9 \text{ W/m}^2$ ,  $\lambda_0=1060 \text{ nm} = \Delta\lambda=28 \text{ nm}$ . Na Figura 27 é apresentada a distribuição de moléculas no estado eletrônico fundamental  $X^1\Sigma_g^+$  após alguns ciclos de bombeamento óptico.



Figura 27 - Ciclos do bombeamento óptico das moléculas de Rb<sub>2</sub> pelo laser banda-larga centrado em 1060nm com largura de 28nm.
 Fonte: Elaborada pelo autor.

Embora, a simulação tenha um resultado positivo há uma discrepância nas energias de acoplamento entre os níveis vibracionais dos potenciais  $X^1\Sigma_g^+$  e  $0_u^+$  que calculamos com o auxílio do programa *level 8.0* e os valores fornecidos pelo grupo do pesquisador Olivier Dulieu presentes na tabela 2. Possivelmente as discrepâncias nas energias devem-se a

imperfeições nos potencias que possuímos. Pela tabela 2, vemos que será necessário fazer um corte espectral no laser banda-larga, bloqueando frequências que excitem moléculas que estão no estado vibracional fundamental  $v_x=0$ .

$v(X^1\Sigma_g^+)$	$v\left(0_{u}^{+} ight)$	<i>E</i> (cm <sup>-1</sup> )	λ (nm)
0	0	9596,83	1042,01
0	1	9654,37	1035,80
1	0	9539,34	1048,29
1	1	9596,74	1042,02
2	0	9482,08	1054,62
2	1	9539,61	1048,26

 $Tabela \ 2- \ Energias \ de \ acoplamento \ entre \ os \ menores \ níveis \ vibracionais \ do \ potencial \ fundamental \ X^1 \Sigma_g^+ \ e \ do \ potencial \ excitado \ 0_u^+.$ 

Fonte: Elaborada pelo autor.

# **5 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS**

Nesse trabalho, demonstramos pela primeira vez a fotoassociação no regime de curto alcance em átomos de Rb com um laser sintonizável de alta potência. Esses resultados trazem um novo caminho para produção de moléculas diatômicas no estado eletrônico fundamental. Já que a fotoassociação de curto alcance tem uma taxa de dissociação menor em relação a fotoassociação de longo alcance. Isso se deve as forças de acoplamento (FCFs) entre o estado onde está ocorrendo a fotoassociação e os estados ligados do potencial fundamental.

Do ponto de vista experimental, desenvolvemos novas tecnologias em nosso laboratório. Por exemplo, implementamos um amplificador de laser de diodo, na configuração de dupla passagem. Nele foram amplificados os feixes do laser de aprisionamento e rebombeio usados no Zeeman Slower. Essa configuração nos permitiu adquirir um sistema de desaceleração atômico mais estável em frequência e potência. Antes usávamos um laser escravo que em intervalos de dez minutos era necessário ajustar a corrente de operação para que o Zeeman Slower continuasse funcionando. Consequentemente, o carregamento da armadilha magneto-óptica era prejudicado. Isso dificultava experimentos na armadilha óptica de dipolo que exige horas para aquisição de dados. Além disso, montamos um laser estreito, aproximadamente 1MHz de largura, que podemos sintonizar o comprimento de onda entre 1060nm a 1070nm. Este laser era amplificado pelo amplificador de fibra modelo YAR-50K-1064-SF de modo que os 5mW injetados no amplificador era amplificado em uma potência de até 50W. Esse aparato nos permitiu a montagem de uma armadilha óptica de dipolo cruzada. Porém, não era possível controlar a potência do laser da armadilha óptica de dipolo. Isso nos prejudicou na obtenção de imagens de absorção da armadilha. Esse problema será contornado instalando um modulador acusto-óptico para alta potência fabricado pela empresa Isomet.

Do ponto de vista dos resultados experimentais, fomos capazes de observar ressonâncias moleculares do <sup>85</sup>Rb até então apenas calculadas pelo pesquisador Olivier Dulieu do *laboratoire Aimé Cotton, Universidade de Paris.* As ressonâncias foram observadas de uma maneira direta e indireta. A maneira direta foi por perda átomos através da fluorescência na armadilha magneto-óptica. Por limitações experimentais podemos varrer o laser amplificado pelo *YAR* em torno de três níveis vibracionais do potencial excitado  $0_u^+$ , nos quais são v=137, v=138 e v=139. Para o varrido em torno do nível vibracional v=139 não observamos uma perda clara de átomos na armadilha magneto-óptica. Isso foi compreendido após a análise dos momentos de dipolo de transição (Figura 23) do grupo do professor Olivier Dulieu. Contudo, obtivemos dois picos nos espectros em torno dos níveis vibracionais v=138

e v=137. Esses picos eram estados rotacionais de número quântico J = 0 e J = 1. E embora, as separações experimentais desses picos estivessem diferentes dos valores teóricos, a razão entre os valores experimentais é igual a razão entre os valores teóricos. O que nos dá um fator de correção. A maneira indireta para observação de ressonâncias moleculares foi medir o tempo de vida da armadilha óptica de dipolo. Assim, esperávamos que houvesse um aumento na perda por dois corpos no número de átomos da armadilha óptica de dipolo, quando o laser estivesse sintonizado sobre uma ressonância molecular. Nossa especulação foi baseada no trabalho da referência (58), onde a perda por dois corpos em uma armadilha óptica de dipolo com um laser banda-larga era explicada pela fotoassociação de curto-alcance dos átomos de rubídio aprisionados na armadilha. Por se tratar de um laser banda-larga, uma das frequências fotoassociava o par atômico de rubídio causando perda por dois corpos. Diferentemente do trabalho da referência (58) não pudemos determinar os parâmetros de taxas de perda por razões experimentais já discutidas. Todavia, observamos uma clara diferença no número de átomos aprisionados na armadilha óptica de dipolo quando o laser encontrava-se sintonizado sobre uma ressonância molecular em relação a medidas do tempo de vida com o laser sintonizado fora de ressonância. As medidas do tempo de vida da armadilha óptica de dipolo com um laser estreito sustenta a afirmação que a perda por dois corpos deve-se em sua maioria pela fotoassociação do rubídio.

Teoricamente, pudemos prever a distribuição de moléculas de <sup>85</sup>Rb<sub>2</sub> nos níveis vibracionais do estado eletrônico fundamental  $X^{1}\Sigma_{g}^{+}$ . Nesse modelo usamos as forças de acoplamento entre os níveis vibracionais dos estados eletrônicos  $X^{1}\Sigma_{g}^{+}$  e  $0_{u}^{+}$  dados pelos Fatores de Franck-Condon e as respectivas energias entre os níveis vibracionais. Além disso, fomos capazes de simular os ciclos de bombeamento óptico das moléculas de <sup>85</sup>Rb<sub>2</sub> por um laser banda-larga de maneira que as moléculas ocupassem o estado vibracional fundamental  $v_{x}=0$ .

Como o objetivo final desse experimento é o resfriamento vibracional de moléculas de Rb<sub>2</sub>, um diodo superluminescente fabricado pela empresa *Qphotonics* será montado nesse experimento. Contudo, será necessário fazer um corte no espectro do laser de modo a eliminar frequências que excitem moléculas ocupando o estado vibracional fundamental  $v_x$ =0. O espectro resultante do corte será injeto no amplificador de fibra *YAR*, junto com o laser sintonizável. Assim, esperamos realizar a fotoassociação de átomos de rubídio e bombeamento óptico das moléculas ao estado vibracional fundamental  $v_x$ =0. As moléculas bombeadas serão detectadas pela técnica de fotoionização descrita na seção 3.5.3.
## REFERÊNCIAS

1 EINSTEIN, A. On the quantum theory of radiation. **Physika Zeitschrift**, v. 18, p. 121-128, 1917.

2 COOK, R.J. Atomic motion in resonant radiation: an application of Erenfest's theorem. **Physical Review A**, v. 20, n.1, p. 224-228, 1979.

3 CHU, S.; BJORKHOLM, J.E.; ASHKIN, A.; CABLE, A. CABLE, A. Experimental observation of optically trapped atoms. **Physical Review Letters**, v. 57, n. 3, p. 314-318, 1986.

4 RAAB, E.L.; PRENTISS, M.; CABLE, A. CHU, S.; PRITCHARD, D.E. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. **Physical Review Letters**, v. 59, n.23, p. 2631-2634, 1987.

5 WEINER, J.; BAGNATO, V.S.; ZILIO, S.; JULIENNE, P.S. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. **Reviews of Modern Physics**, v. 71, n. 1, p. 1-85, 1999.

6 METCALF H.J.; STRATEN, P.V.D. Laser cooling and trapping Berlin: Springer. 1999.

7 WEYERS, R.W.A.S. Atomic fountain clocks. **Metrologia**, v. 42, 2005. doi:10.1088/0026-1394/42/3/S08.

8 GILL, P. Optical frequency standards **Metrologia**, v. 42, 2005. doi:10.1088/0026-1394/42/3/S13.

9 ANDERSON, M. H.; ENSHER, J.R.; MATTHEWS, M.R.; WIEMAN, C.E.; CORNELL, E.A.; Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. **Science**, v. 269, n. 5221, p.198-201, 1995.

10 DAVIS, K.B.; MEWES, M.O.; ANDREWS, M.R.; VAN DRUTEN, N.J.; DURFEE, D.S.; KURN, D.M.; KETTERLE, W. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. **Physical Review Letters**, v. 75, n. 22, p. 3969-3973, 1995.

11 BRADLEY, C.C.; SACKETT, C.A.; TOLLETT, J.J.; HULET, R.G. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. **Physical Review Letters**, v. 75, n. 9, p. 1687, 1995. doi: 10.1103/PhysRevLett.75.1687. 12 BRADLEY, C.C.; SACKET, C.A.; HULET, R.G. Bose-Einstein condensation of Lithium: Limit of condensate number. **Physical Review Letters**, v. 78, n. 6, p. 985, 1997. doi: 10.1103/PhysRevLett.78.985.

13 HEIZEN, D. et al. Superchemistry: dynamics of coupled atomic and molecular and boseeinstein condensates. **Physical Review Letters**, v. 84, n. 22, p. 5029-5033, 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.5029.

14 GÓRAL, K.; SANTOS, L.; LEWENSTEIN, M. Quantum phases of dipolar bosons in optical lattices. **Physical Review Letters**, v. 88, n. 17, 2002. doi: 10.1103/PhysRevLett.88.170406.

15 DOYLE, J. et al. Editorial: Quo vadis, cold molecules? **The European Physical Journal D**, v. 31, n. 2, p.149-164, 2004. doi: 10.1140/epjd/e2004-00151-x.

16 HUDSON, E. et al. Cold molecule spectroscopy for constraining the evolution of fine structure constant. **Physical Review Letters**, v. 96, n. 14, 2006. doi: 10.1103/PhysRevLett.96.143004.

17 BARENCO, A.; DEUTSCH, D.; EKERT, A.; JOZSA, R. Conditional quantum dynameics and logic gates. **Physical Review Letters**, v. 74, n. 20, p. 4083, 1995. doi: 10.1103/PhysRevLett.74.4083.

18 DEMILLE, D. Quantum computation with trapped polar molecules. **Physical Review Letters**, v. 88, n. 6, p. 067901, 2002. doi: 10.1103/PhysRevLett.88.067901.

19 BRENNEN, G.K.; CAVES, C.M.; JESSEN, P.S.; DEUTSCH, I.H. Quantum logic gates in optical lattices. **Physical Review Letters**, v. 82, n. 5, p. 1060, 1999. doi: 10.1103/PhysRevLett.82.1060.

20 PLATZMAN, P.M.; DYKMAN, M.I. Quantum computing with electrons floating in a liquid helium. **Science**, v. 284, n.5422, p. 1967-1969, 1999. doi: 10.1126/science.284.5422.1967.

21 FESHBACH, H.A. Unified theory of nuclear reactions, II. **Annals of Physics**, v. 19, n. 5, p. 287, 1962. doi: 10.1016/0003-4916(62)90221-X.

22 STEWALLEY, W.C. Stability of spin- aligned hydrogen at low temperatures and high magnetic fields: new field- dependent scattering resonances and predissociations. **Physical Review Letters**, v. 37, n. 24, p. 1628, 1976. doi: 10.1103/PhysRevLett.37.1628.

23 TIESINGA, E.; VERHAAR, B.J.; STOOF, H.T.C. Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions. **Physical Review A**, v. 47, n. 5, p. 4114, 1993. doi: 10.1103/PhysRevA.47.4114.

24 TIMMERMANS, E.; TOMMASINI, P.; HUSSEIN, M.; KERMAN, A. Feshbach resonances in atomic Bose-Einstein condensates. **Physics Reports**, v. 315, n. 1, p. 199-230, 1999. doi: 10.1016/S0370-1573(99)00025-3.

25 JAKSCH, D. et al. Creation of a molecular condensate by dynamically melting a mott insulator. **Physical Review Letters**, v. 89, n. 4, 2002. doi: 10.1103/PhysRevLett.89.040402.

26 STWALLEY, W.C. Collisions and reactions of ultracold molecules. **Canadian Journal of Chemistry**, v. 82, n. 6, p. 709-712, 2004. doi:10.1139/V04-035.

27 VITEAU, M.; CHOTIA, A.; ALLEGRINI, M.; BOULOFA, N.; DULIEU O.; COMPARAT, D.; PILLET, P. Optical pumping and vibrational cooling of molecules. **Science**, v. 321, n. 1159496, p. 232-234, 2008. doi: 10.1126/science.1159496.

28 JOACHAIN, C.J.; BRANSDEN, B.H.; THEODORE, P. **Physics of atoms and molecules.** New York: Prentice Hall, 2003.

29 MORGON, N.H.; COUTINHO K. **Métodos de química teórica e modelagem molecular**. São Paulo: Livraria da física, 2007.

30 MENEGATTI, C.R.; BRUNO S.M.; MARCASSA, L.G. Observation of cold Rb<sub>2</sub> molecules trapped in an optical dipole trap using a laser-pulse-train technique. **Physical Review A**, v. 84, p.053405, 2011. doi:10.1103/PhysRevA.84.053405.

31 FIORETTI, A.; COMPARAT, D.; CRUBELLIER, A.; DULIEU, O.; MASNOU-SEEWUWS, F.; PILLET, P. Formation of cold Cs<sub>2</sub> molecules through photoassociation. **Physical Review Letters**, v. 80, n. 20, p.4402, 1998. doi: 10.1103/PhysRevLett.80.4402.

32 GABBANINI, C.; FIORETTI, A.; LUCHESSINI, A.; GOZZINI, S.; MAZZONI, M. Cold rubidium molecules formed in a magneto-optical trap. **Physical Review Letters**, v. 84, n. 13, p.2814, 2000. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.2814.

33 NIKOLOV, A.N.; EYLER, E.E.; WANG, X.T.; LI, J.; WANG, H.; STWALLEY, W.C.; GOULD, P.L. Observation of ultracold ground-state potassium molecules. **Physical Review Letters**, v. 82, n. 4, p. 703-706, 1999. doi: 10.1103/PhysRevLett.82.703.

34 FATEMI, F.K.; JONES, K.M.; LETT, P.D.; TIESINGA, E. Ultracold ground-state molecules production in sodium. **Physical Review A**, v. 66, n. 5, p. 053401, 2002. doi: 10.1103/PhysRevA.66.053401.

35 KERMAN, A.J.; SAGE, J.M.; SAINIS, S.; BERGEMAN, T.; DEMILLE, D.; Production of ultracold, polar RbCs molecules via photoassociation. **Physical Review Letters**, v. 92, n. 3, p. 033004, 2004. doi: 10.1103/PhysRevLett.92.033004.

36 MANCINI, M.W.; TELLES, G.D.; CAIRES, A.R.L.; BAGNATO V.S.; MARCASSA, L.G. Observation of ultracold ground-state heteronuclear molecules, **Physical Review Letters**, v. 92, n. 13, p. 133203, 2004. doi: 10.1103/PhysRevLett.92.133203.

37 HAIMBERGER, C.; KLEINERT, J.; BATTACHARYA, M.; BIGELOW, N.P. Formation and detection of ultracold ground-state polar molecules. **Physical Review A**. v. 70, n. 2, p. 021402, 2004. doi: 10.1103/PhysRevA.70.021402.

38 KRAFT, S.D.; STAANUM, P.; LANGE, J.; VOGEL, L.; WESTER, R.; WEIDEMULLER, M. Formation of ultracold LiCs molecules. **Journal Physics B: Atomic,** molecular and optical physics, v. 39, n. 19, p. S993-S1000, 2006. doi: 10.1088/0953-4075/39/19/S13.

39 THORSHEIM, H.R.; WEINER, J.; JULIENNE, P.S. Laser induced photoassociation of ultracold sodium. **Physical Review Letters**, v.58, n. 23, p. 2420, 1987. doi: 10.1103/PhysRevLett.58.2420.

40 MARCASSA L.; BAGNATO V.; WANG Y.; TSAO C.; WEINER J.; DULIEU O.; BAND Y.B.; JULIENNE P.S. Collisional loss rate in a magneto-optical trap for sodium atoms: Light-intensity dependence. **Physical Review A**, v. 47, n. 6, p. 47, 1993. doi: 10.1103/PhysRevA.47.R4563.

41 BAGNATO, V.S.; MARCASSA, L.G.; MIRANDA, S.G.; MUNIZ, S.R.; DE OLIVEIRA, A.L. Measuring the capture velocity of atoms in magneto-optical trap as a function of laser intensity. **Physical Review A**, v. 62, n. 1, p. 013404, 2000. doi: 10.1103/PhysRevA.62.013404.

42 LOZEILLE, J.; FIORTTI, A.; GABBANINI, C.; HUANG, Y.; PECHKIS, H.K.; WANG, D; GOULD, P.L.; EYLER, E.E.; STWALLEY, W.C.; AYMAR, M.; DULIEU, O. Detection by two-photon ionization and magnetic trap of Rb<sub>2</sub> triplet state molecules. **The European Physical Journal D**, v. 39, n. 2, p. 261-269, 2006. doi: 10.1140/epjd/e2006-00084-4.

43 VANHAECKE, N.; DE SOUZA MELO, W.; LABURTHE TOLRA, B.; COMPARAT, D.; PILLET, P. Accumulation of cesium molecules via photoassociation in a mixed atomic and molecular trap. **Physical Review Letters**, v. 89, n.6, p.033001, 2002. doi: 10.1103/PhysRevLett.89.063001.

44 MENEGATTI, C.R. **Armadilha de dipolo para átomos e moléculas**. 2011, 162p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

45 PHILLIPS, W.; METCALF H. Laser deceleration of an atomic beam, **Physical Review Letters**, v. 48, n. 9, p. 596-599, 1982. doi: 10.1103/PhysRevLett.48.596.

46 CHU, S.; HOLLBERG, L.; BJORKHOM, J.E.; CABLE, A.; ASHKIN, A. Three dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. **Physical Review Letters**, v. 55, n. 1, p. 48, 1985. doi: 10.1103/PhysRevLett.55.48.

47 BOLPASI, V.; VON KLITZING; W. Double-pass tapered amplifier diode laser with an output power of 1 W for an injection power of only 200  $\mu$ W, **Review of Scientific Instruments**, v. 81, p. 113108, 2010. doi: 10.1063/1.3501966.

48 ASHKIN, A. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. **Physical Review Letters**, v. 40, n.12, p. 729, 1978. doi: 10.1103/PhysRevLett.40.729.

49 GRIFFIN, P.F. Laser cooling and loading of Rb in to a large periodic, quasieletrostatic optical lattice. 2005. 154 p. (Ph.D Thesis). Department of Physics, Durham University, 2005.

50 ZÍLIO, S.C. Óptica moderna – fundamentos e aplicações. São Carlos: IFSC, 2001.

51 ARNAUD, J.A. Modes of propagation of optical beams in helical gas lense. **Applied Optics**, v. 10, n. 5, p. 2775-2776, 1971.

52 COHEN, D.K.; Little, B.; LUECKE, F.S. Techniques for measuring 1-[mgr ]m diam Gaussian beams. **Applied Optics**, v. 23, n. 23, p. 4187-4196, 1984.

53 DEMTRÖDER, W. Laser spectroscopy. Berlin: Springer, 2003.

54 KUPPENS, S. et al. Loading an optical dipole trap. **Physical Review A**, v. 62, n. 1, p. 013406, 2000. doi: 10.1103/PhysRevA.62.013406.

55 MARANGONI, B. S. **Colisões heteronucleares em uma armadilha de dipolo**. 2013, 137p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Pulo, São Carlos, 2013.

56 MILLER J. D.; CLINE, R.A.; HEIZEN, D.J. Photoassociation spectrum of Ultracold Rb atoms. **Physical Review A**. v. 71, n. 14, p. 2204, 1993. doi: 10.1103/PhysRevLett.71.2204.

57 MUDRICH, M.; KRAFT, S; LANGE, J.; OUML, RG; MOSK, A.; WEIDEM; UUML; LLER, M; TESINGA, E. Hyperfine-changing collisions in an optically trapped gas of ultracold cesium and lithium. **Physical Review A**. v. 70, n. 6, p. 062712, 2004. doi: 10.1103/PhysRevA.70.062712.

58 MENEGATTI, C.R.; MARANGONI, B.S.; MAAFA, N.B.; DULIEU, O.; MARCASSA. L.G. Trap loss in a rubidium crossed dipole trap by short-range photoassociation. **Physical Review A**, v.87, p. 053404, 2013. doi: 10.1103/PhysRevA.87.053404.

59 GRANADE, S.R. All optical production of a degenerate gas of <sup>6</sup>Li: characterization of degeneracy. 2002, 231p. Ph.D. Thesis (Philosophy) - Department of Physics, Duke University, Durham, 2011.