Estudo da Formação de Dímeros Rb_2 em Ultra-Baixas Temperaturas e o Desenvolvimento de Uma Nova técnica para o Estudo de Colisões Ultrafrias: O Atomotron

USP/IFSC/SBI

8-2-001615

Anderson Rodrigues Lima Caires

Tese apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Doutor em Ciências: Física Básica.

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos – 2004

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

IFSC - SBI
CLASS.....
CUTTER.....
TOMBO.....

Caires, Anderson Rodrigues Lima

"Estudo da Formação de Dímeros Rb_2 em Ultra-Baixas Temperaturas e o Desenvolvimento de Uma Nova técnica para o Estudo de Colisões Ultrafrias: O Atomotron "
Anderson Rodrigues Lima Caires– São Carlos, 2004

Tese (Doutorado) – Área de Física da Universidade de São Paulo, 2004 - Páginas: 97

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. EPI; SEPI.

I. Título

UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Av. Trabalhador São-carlense, 400
Caixa Postal 369
13560-970 - São Carlos - SP - Brasil

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE ANDERSON RODRIGUES LIMA CAIRES APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 10-09-2004.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato (Orientador e Presidente) – IFSC/USP

Prof. Dr. Luiz Eugênio Machado – UFSCar

Prof. Dr. Marco Aurélio Pinheiro Lima – UNICAMP

Prof. Dr. Reginaldo de Jesus Napolitano – IFSC/USP

Prof. Dr. Esmerindo de Sousa Bernardes – IFSC/USP

Dedico este trabalho a minha mãe, meu pai e meu irmão, por que sem vocês não seria possível realiza-lo, vocês são a paz que eu necessito para viver.

Agradecimentos

Ao professor Vanderlei S. Bagnato pela orientação, motivação e confiança depositada desde do início deste trabalho. Sempre serei grato pelo suporte recebido ao chegar em São Carlos.

Ao professor Luis G. Marcassa pela co-orientação, discussões de resultados e as saborosas risadas compartilhadas no laboratório. É claro que não posso deixar de agradecer por aqueles almoços pagos a esse aluno pobre.

Ao Valter A. do Nascimento pelo constante auxílio no laboratório e a companhia nos sagrados cafezinhos.

Ao Gustavo D. Telles pelas discussões e leitura crítica da tese, e principalmente pelo auxílio nos meus primeiros passos no laboratório. Também agradeço pelo auxílio com o tratamento dessa "maquina intratável" o computador.

À Marília W. Mancini pela ajuda na minha familiarização com o laboratório e as discussões dos experimentos.

À Dulce C. Rezende pelo suporte no laboratório no momento decisivo deste trabalho.

Ao Carlos Renato pela ajuda na realização de algumas medidas.

Ao Lino pelos constantes alinhamentos do laser pulsado.

Aos demais colegas do grupo pelo carinho e respeito.

À todos os colegas do instituto de física.

Às secretárias do grupo de óptica pelo auxílio prestativo.

À galera do futebol que tornou essa passagem por Sanca muito mais alegre, e principalmente pela existência do "terceiro tempo" no bar do CAASO.

Aos amigos da Republica Pantanal, Valter, Person, Lauro, Amilton, Rogério, Marcelão e outros que passaram por lá, pelas festas e mais festas que realizamos.

Ao mestre Mário Índio e o professor Nilo, pois foi com vocês que tudo isso começou.

Aos Amigos de ontem, hoje e sempre Alysson, Wagner e André.

Ao grupo sossego, Thomas, Baroni, Lê, Marcelo, Tony e Tó, pela acolhida calorosa na minha chegada e pelo vários sambas que tocamos.

À minha família pelo afeto, carinho e incentivo desde de sempre.

Ao meu amor Cynthia S. Albuquerque e toda sua família pelo amor, incentivo e compreensão durante os momentos mais difíceis desse trabalho, e pela oportunidade de ter me oferecido uma nova família aqui em São Carlos.

Sumário

Lista de Figuras viii

Resumo xi

Abstract xii

1 Introdução 1

1.1 Referências Bibliográficas 6

2 Átomos Frios e Formação Molecular 9

2.1 Armadilha Magneto-óptica: *Força de Espalhamento* 9

2.2 Armadilha Magneto-óptica: *Princípios de Funcionamento* 11

2.3 Armadilha Magneto-óptica: *Distribuições Espaciais* 14

2.4 Armadilha Magneto-óptica: *Configuração de Anel* 16

2.5 De Átomos a Moléculas 21

2.6 Fotoassociação 25

2.7 Referências Bibliográficas 29

3 Sistema Experimental 34

3.1 Produção da Amostra 34

3.2 Caracterização da Amostra 37

3.3 Ionização e Detecção 39

3.4 Laser de Prova 41

3.5 Espectroscopia de Massa 42

3.6 Aquisição de Dados 44

3.7 Referências Bibliográficas 46

4 Resultados Experimentais 47

4.1 Produção Intrínseca de Rb_2 no MOT 48

4.2 Fotoassociação Induzida pelo Laser de Prova Sintonizado nas Linhas D1 e D2 58

4.3 Dependência da Fotoassociação na Presença de Dois Campos de Luz 67

4.4 Referências Bibliográficas 73

5 Nova Técnica de Estudos de Colisões Ultrafrias: O Atomotron 76

5.1 Espectroscopia de Fotoassociação 78

5.2 O Atomotron 84

5.3 Referências Bibliográficas 93

6 Conclusões 95

Lista de Figuras

Figura 2.1 – (a) Representação esquemática da armadilha magneto-óptica. (b) Desdobramento e deslocamento Zeeman dos níveis hiperfinos. 12

Figura 2.2 – Níveis de energia da transição de aprisionamento do Rb. 13

Figura 2.3 – Foto dos átomos aprisionados na configuração espacial esférica. 15

Figura 2.4 – (a) Feixes desalinhados no plano xy. (b) Uma visão mais específica do desalinhamento na direção y, considerando o perfil do feixe. 16

Figura 2.5 – Foto dos átomos aprisionados na configuração espacial do tipo anel. 17

Figura 2.6 – (a) Representação dos níveis de energia de uma molécula. (b) Representação dos níveis de energia de um átomo. 22

Figura 2.7 – Ressonância de Feshbach: Um campo magnético é ajustado para acoplar dois canais pela interação hiperfina, onde δ é a desintonização entre o canal de entrada e o estado molecular. 25

Figura 2.8 – A seta 1 representação a fotoassociação do par atômico, se o par decair para o estado fundamental na região de longo alcance (seta 2) o mesmo poderá ser perdido da armadilha, e apenas os pares que sobreviverem até a região de curto alcance decairão para o estado molecular fundamental, como representa a seta 3. 27

Figura 3.1 – (1) Verdi utilizado para fazer o bombeamento óptico de dois lasers de Ti:Safira simultaneamente; (2) Ti:Safira usado como laser de fotoassociação; (3) Ti:Safira Utilizado para realizar o aprisionamento dos átomos. 36

Figura 3.2 – (1) PMT utilizada para a medida do número de átomos; (2) Câmara CCD usada para determinar o perfil espacial dos átomos e para calcular o volume da amostra. 38

Figura 3.3 – (1) Estágio responsável pela produção do laser de corante; (2) Estágio responsável pela amplificação da luz laser gerada no primeiro estágio. 40

Figura 3.4 – (1) Transladador acoplado no detector de íons. 41

Figura 3.5 – Diagrama do sistema experimental utilizado durante os experimentos. 42

Figura 3.6 – Seqüência temporal do experimento realizado para a produção de moléculas ultrafrias no estado fundamental. 43

Figura 3.7 – (1) Osciloscópio digital na qual fazíamos a observação do sinal de íons; (2) Integrador Box Car usado para fazer média e integrar o sinal; (3) Gerador de função/delay utilizado para sincronizar o experimento. 45

Figura 3.8 – Fluxograma do sistema de detecção e de aquisição de dados. 46

Figura 4.1 – Inicialmente o par atômico é fotoassociado pelo laser de aprisionamento fazendo uma transição free-bound. No estado excitado os pares que sobreviverem até a região de curto alcance (alguns nanossegundos) poderão decair espontaneamente o estado molecular fundamental, e após o decaimento para o estado fundamentalé que as moléculas serão ionizadas. 50

Figura 4.2 – Espectroscopia de massa obtida pela técnica de tempo de vôo. 51

Figura 4.3 – Variação do número de íons como função da potência do laser de ionzação. 52

Figura 4.4 – Variação do número de íons como função da densidade atômica e número de átomos aprisionados. 54

Figura 4.5 – Variação da constante de formação molecular como função do laser de aprisionamento, onde essa constante mostra um comportamento linear para a região de baixas intensidades e uma tendência a saturar para a região de altas intensidades. 57

Figura 4.6 – Variação do número de íons produzidos como função da Potência do laser de prova sintonizado na linha D2, onde observamos um comportamentolinear, o que o esperado para região de baixas potências. 59

Figura 4.7 – Variação do número de íons como função da densidade atômica e número de átomos aprisionados, onde o coeficiente angular dessas retas representa a constante de formação molecular. Os pontos pretos representam a variação na linha D2 e os pontos vermelhos na linha D1. 60

Figura 4.8 – Razão entre as constantes de formações moleculares da linha D2 e D1. 61

Figura 4.9 – Sinais de referência utilizados durante a realização da espectroscopia de fotoassociação. 63

Figura 4.10 – Representação esquemática da espectroscopia de fotoassiação. À medida que o laser de prova fica ressonante com um determinado nível vibracional e/ou rotacional, observaremos um aumento na produção de íons. 64

Figura 4.11 – Variação do número de íons como função da

desintonização do laser de prova, observamos comportamentos diferentes quando fotoassociamos os átomos com a freqüência na linha D1 e D2. A curva em vermelho representa a variação na linha D2 e a curva em azul na linha D1. 65

Figura 4.12 – Ajustes realizados nas curvas experimentais para determinar como varia a subida do numero de íons produzidos como função da desintonizalçao do laser de prova. 66

Figura 4.13 – Variação da constante de formação molecular como função da intensidade do laser de aprisionamento. Os pontos pretos representam a variação na linha D2 e os pontos vermelhos na linha D1. 68

Figura 4.14 – Representação esquemática da participação de dois lasers no processo de fotoassociação, onde em R_t está sintonizado o laser de aprisionamento e em R_p o laser de prova. 70

Figura 4.15 – Comparação entre o fluxo de átomos que chega na região de fotoassociação do laser de prova e a variação da constante de formação molecular. 73

Figura 5.1 – Potenciais envolvidos no processo de fotoassociação do Rubídio. 80

Figura 5.2 – Espectro observado durante a varredura do laser de ionização. 82

Figura 5.3 – Estados ligados do Rb_2 obtidos a partir da espectroscopia de fotoassociação com o laser de prova sintonizado abaixo da freqüência de ressonância da transição $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. As linhas pontilhadas azuis representam as posições dos níveis de energia do estados 0_g^- observado pelos pesquisadores italianos . 83

Figura 5.4 – Esquema dos feixes lasers participantes do processo de fotoassociação e fotoionização, e a observação dos TOFs para cada situação. 85

Figura 5.5 – Determinação da constante de taxa de formação molecular. 86

Figura 5.6 – Variação do número de íons produzidos como função da polarização do feixe de prova, onde zero graus é exatamente o feixe com a polarização paralela. 89

Figura 5.7 – Representação esquemática da seleção dos estados no processo de fotoassociação para a luz do feixe de prova com a polarização linearmente paralela ou perpendicular em relação ao eixo do feixe atômico. 90

Figura 5.8 – Espectroscopia de fotoassociação para as duas polarizações lineares. 92

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Resumo

Neste trabalho, determinamos a constante de taxa de formação molecular para a molécula Rb_2, e observamos o comportamento desta constante de taxa como função da intensidade e da freqüência da luz responsável pelo processo de fotoassociação. Nesse sentido, realizamos uma série de experimentos com o intuito de alcançarmos um melhor entendimento sobre o processo de formação molecular e detecção. Neste trabalho aprisionamos os átomos em duas configurações geométricas espaciais diferentes, na forma esférica e na forma de anel. Com os átomos confinados na configuração de anel, desenvolvemos uma nova técnica para o estudo de processos colisionais ultrafrios, onde a existência de eixo preferencial de colisão faz com os átomos aprisionados no anel se comportem com um mini-feixe atômico ultrafrio.

Abstract

We present a systematic study of the Rb_2 molecular dimmers formed in a MOT. We start with the determination of the molecular formation rate constant and have studied it's as function of the laser intensity and frequency used in the photoassociation process. The results provided more insights to help the understanding in the molecular formation process. We have also probed samples in which the cold atoms were trapped by different geometries with and without a preferential collision axis: spherical/ring shaped MOTs. It was observed that the atoms in the ring shaped MOT present special features due to the collisional axis. This means that they behave like a miniature atomic beam which can be used in many other future experiments.

CAPÍTULO I – Introdução

A partir da segunda metade da década de 80 do século passado, uma nova física no regime de baixas energias começou a ser explorada. Isso foi possível, devido ao desenvolvimento de técnicas que possibilitaram a produção de amostras atômicas em um regime de temperatura abaixo de miliKelvin, e com densidades da ordem de 10^{10} átomos/cm^3. Essas técnicas se beneficiam da interação existente entre a radiação e a matéria, mais precisamente, da pressão de radiação sobre os átomos[1]. Para obter tais sistemas, é necessário inicialmente reduzir a velocidade dos átomos para alcançar baixas temperaturas, e em seguida confinar os átomos em uma pequena região espacial para conseguir altas densidades.

O primeiro experimento bem sucedido que conseguiu reduzir a velocidade de um feixe atômico térmico foi realizado em 1982 por W. Phillips e H. Metcalf[2]. Mas somente em julho de 1985, esses pesquisadores conseguiram aprisionar magneticamente átomos neutros, através de um campo de quadrupolo produzido por

duas bobinas na configuração anti-Helmholtz[3]. Ainda em 1985, S. Chu e colaboradores[4] conseguiram produzir um confinamento viscoso tri-dimensional, com o uso de seis feixes de laser contrapropagantes. No ano seguinte este grupo conseguiu confinar átomos opticamente, no foco de um feixe Gaussiano[5].

Atualmente o sistema de resfriamento e aprisionamento atômico mais utilizado pelos pesquisadores dessa área é a Armadilha Magneto-Óptica, mais comumente chamada de MOT (abreviação de "Magneto Optical Trap"). Esse tipo de armadilha foi demonstrado pela primeira vez em 1987 por Raab e colaboradores[6]. Essa técnica combina a ação de feixes lasers e campos magnéticos sobre os átomos a serem confinados. Inicialmente os átomos aprisionados por essa técnica, eram obtidos a partir de feixes atômicos previamente desacelerados.

O armadilhamento magneto-óptico sem a necessidade da desaceleração prévia dos átomos foi realizado por Monroe e colaboradores[7] em 1990, onde aprisionaram átomos de Cs a partir de uma célula de vapor que continha vapor da amostra atômica. Essa implementação experimental fizeram dos MOTs uma técnica muito atraente, permitindo que esse tipo de armadilha se difundisse rapidamente entre a comunidade científica. Os valores típicos obtidos em um MOT são: aproximadamente 10^7 átomos; temperaturas entre 50-200 μK e densidade da ordem de 10^{10} cm^{-3}.

Só para ilustrarmos a relevância deste campo de pesquisa e de todos os esforços realizados para o desenvolvimento das técnicas acima citadas, os pesquisadores W. Phillips, S. Chu e C. Cohen-Tannoudji foram laureados com o prêmio no Nobel de física de 1997, onde foram contemplados pelo desenvolvimento de métodos para resfriar e aprisionar átomos com luz laser.

Essas amostras frias são usadas para realizar uma grande variedade de experimentos, tais como espectroscopia de alta resolução[8], produção experimental

do condensado de Bose-Einstein[9], computação quântica[10], relógios atômicos[11], produção de moléculas diatômicas ultrafrias[12], etc.

Um tópico bastante explorado desde do inicio, foi o estudo referente a processos colisionais entre átomos neutros ultrafrios[13]. Uma das principais questões que motivou o estudo em colisões ultrafrias foi a necessidade de entender quais os mecanismos envolvidos durante o processo colisional que induziam perdas de átomos da armadilha. Pois essas perdas são responsáveis pelas limitações existentes em relação à densidade e do número de átomos que pode ser aprisionado nessas armadilhas.

Outro tópico que vem motivando estudos em colisões ultrafrias, é a produção de moléculas diatômicas no regime de microKelvin pelo processo de fotoassociação (PA – photoassociation)[12]. A absorção de um fóton por um par atômico colidindo no estado fundamental, pode associar os átomos produzindo uma molécula eletronicamente excitada. A PA é comumente descrita como sendo uma transição *"free-bound"*, pelo fato de induzir um par atômico inicialmente livre (estado fundamental) à um par atômico ligado (estado excitado).

A fotoassociação de dois átomos frios colidindo levando à formação de uma molécula eletronicamente excitada foi primeiramente proposta por Thorsheim e colaboradores como uma possível fonte de moléculas frias[14]. Porém, mesmo antes do desenvolvimento das técnicas de resfriamento e aprisionamento, o processo de fotoassociação já tinha sido observado em amostras atômicas térmicas. Scheingraber e colaboradores observaram em 1977 a fotoassociação de dois átomos térmicos de magnésio durante o processo colisional entre os átomos[15]. Neste experimento um laser de Argônio, com a freqüência fixada na região do ultravioleta, foi o responsável pela fotoassociação.

Tanto para amostras térmicas quanto para amostras ultrafrias, a resolução do processo de fotoassociação é limitada pela largura da distribuição estatística da energia cinética dos átomos durante a colisão. Essa resolução é da ordem de K_BT (K_B é a constante de Boltzman e T é a temperatura da amostra atômica). Devido à largura extremamente estreita da distribuição térmica dos átomos ultrafrios (para *100 μK, K_BT é da ordem de 2 MHz, já para átomos térmicos, 300 K, K_BT é da ordem de 6 000 000 MHz*), a fotoassociação a partir desses átomos torna-se uma poderosa ferramenta para a realização de uma espectroscopia molecular de alta resolução.

As moléculas produzidas no estado excitado são altamente instáveis, pois o tempo de vida dessas moléculas é da ordem de nanossegundos. Porém, Fioretti e colaboradores observaram pela primeira vez em 1998, a produção de dímeros Cs_2 ultrafrios no estado eletrônico fundamental[16]. Desde então, o interesse na produção dessas moléculas vem crescendo, pois as moléculas produzidas no estado fundamental são moléculas estáveis. Tornando-se possível a realização de inúmeros experimentos, bem como o aprisionamento das mesmas[17].

A produção de dímeros homonucleares ultrafrios através da técnica de PA, já foi observada para as espécies atômicas alcalinas desde o Li_2 até o Cs_2[18-21,16]. Porém, essa técnica não se limita apenas à formação molecular de dímeros alcalinos, recentemente a PA também foi demonstrada para outras espécies atômicas, como o Ca_2[22] e o He_2[23].

A técnica de PA também pode ser aplicada a dímeros heteronucleares, todavia, a produção de moléculas heteronucleares ultrafias é muito mais complexa. Os potenciais de interação no caso heteronuclear são menos favoráveis a fotoassociação que no caso homonuclear (discutiremos isso em detalhes no próximo capítulo), além da própria dificuldade experimental de se produzir um aprisionamento simultâneo de

duas espécies atômicas distintas. Porém, todas essas dificuldades foram superadas em 2003, quando o nosso grupo de pesquisa conseguiu pela primeira vez a produção e observação de moléculas heteronucleares ultrafrias no estado fundamental, a molécula produzida foi KRb[24].

A espécie molecular a ser estuda nessa tese é o dímero $^{85}Rb_2$, dois principais grupos de pesquisas vêm estudando a produção de moléculas ultrafrias de Rb_2 através da técnica de fotoassociação[8,25]. Porém, o fato de ser muito recente a produção desses dímeros ultrafrios nos dá o indicativo da importância de desenvolvermos um estudo exaustivo nesta amostra molecular. O objetivo dessa tese é o entendimento do mecanismo desta formação molecular para diferentes arranjos experimentais, bem como o desenvolvimento de uma nova técnica para o estudo de processos colisionais ultrafrios.

No próximo capítulo, iremos fazer uma breve introdução sobre a produção de átomos frios em um MOT, e quais são as possíveis configurações espaciais em que os átomos podem ficar confinados. Também discutiremos quais são as dificuldades referentes à produção e ao aprisionamento molecular, veremos que a extensão pura e simplesmente das técnicas usadas para o aprisionamento atômico não se aplica no caso molecular. Finalizaremos o capítulo explicando como ocorre o processo de fotoassociação, e as diferenças existentes entre os processos homonucleares e heteronucleares.

No capítulo 3, será apresentado detalhadamente como estava arranjado o nosso aparato experimental, utilizado para a produção e a caracterização da amostra aprisionada. Ainda descreveremos neste capítulo como foi realizado o processo de ionização e detecção molecular, e também como realizamos a aquisição dos dados.

A primeira parte dos resultados obtidos será apresentada no capítulo 4, onde observamos a produção de moléculas Rb_2 que era espontaneamente gerada no MOT, e determinamos a constante de taxa de formação molecular e como esta constante varia em função da intensidade da luz usada para aprisionar a amostra atômica. Depois adicionamos em nosso sistema experimental um laser extra para estudarmos a participação de diferentes estados no processo de formação molecular. Ainda no capítulo 4, apresentaremos resultados que mostram como é possível aumentar o fluxo de pares atômicos que chegam até regiões de curto alcance (pequenas separações interatômicas), quando os pares atômicos são inicialmente excitados em regiões de grandes separações interatômicas.

No capítulo 5, mostraremos resultados obtidos quando aprisionamos os átomos na configuração espacial na forma de um anel, e mostraremos que esse anel de átomos se comporta como um mini-feixe atômico ultrafrio. Este sistema mostra a existência de um eixo preferencial para a ocorrência das colisões. Iremos ver qual é a influência que a polarização da luz do laser de PA exerce sobre esse mini-feixe atômico.

Para finalizar, apresentaremos no capitulo 6 as conclusões gerais mais relevantes referentes aos vários experimentos apresentados nesta tese.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] R. J. Cook, Phys. Rev. A. **20**, 224 (1979).

[2] W. D. Phillips, e H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).

[3] A. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. Bergeman, e H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).

[4] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, e A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).

[5] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, e A. Cable, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).

[6] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, e D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).

[7] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, e C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).

[8] C. Gabbanin, A. Fioretti, A. Lucchesini, S. Gozzini e M. Mazzoni, Phys. Rev. Lett. **84**, 2814 (2000).

[9] J. Anglin, e W. Ketterle, Nature **416**, 211 (2002).

[10] D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **88**, 067901 (2002).

[11] P. J. Leo, P. S. Julienne, F. H. Mies e C. J. Williams, Phys. Rev. Lett. **86**, 3743 (2001).

[12] C. Drag, B. Laburthe, O. Dulieu, D. Comparat, M. Vatasescu, S. Boussen, S. Guibal, A. Crubellier, e P. Pillet, IEEE J. Quantum Electron. **36**, 1378 (2000).

[13] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. C. Zílio, e P. S. Julienne, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).

[14] H. J. Thorseim, J. Wiener, e P. S. Julienne, Phys. Rev. Lett. **58**, 2420 (1987).

[16] H. Scheingraber, e C. R. Vidal, J. Chem. Phys. **66**, 3694 (1977).

[16] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws, e P. Pillet, Phys. Rev. Lett. **80**, 4402 (1998).

[17] T. Takekoshi, B. M. Patterson, e R. J. Knize, Phys. Rev. Lett. **81**, 5105 (1998).

[18] U. Schloder, C. Silber, T. Deuschle, and C. Zimmermann, Phys. Rev. A **66**, 061403(R) (2002).

[19] F. K. Fatemi, K. M. Jones, P. D. Lett and E. Tiesinga, Phys. Rev. A **66**, 053401 (2002).

[20] A. N. Nikolov, J. R. Ensher, E. E. Eyler, H. Wang, W. C. Stwalley and P. L. Gould, Phys. Rev. Lett. **84**, 246 (2000).

[21] A. Fioretti , C. Amiot, C. M. Dion, O. Dulieu, M. Mazzoni, G. Smirne, e C. Gabbanin, Eur. Phys. J. D. **15**, 189 (2001).

[22] G. Zinner, T. Binneswies, F. Riehle, e E. Tiemann, Phys. Rev. Lett. **85**, 2292 (2000).

[23] N. Hershbach, P. J. J. Tol, W. Wassen, W. Hogervorst, G. Woestenenk, J. W. Thomsen, P. V. der Straten, e A. Niehaus, Phys. Rev. Lett. **84**, 1874 (2000).

[24] M. W. Mancini, G. D. Telles, A. R. L. Caires, V. S. Bagnato, e L. G. Marcassa, Phys. Rev. Lett. **92**, 133203 (2004).

[25] C. C. Tsai, R. S. Freeland, J. M. Vogels, H. M. J. M. Boesten, B. J. Verhaar, D. J. Heinzen, Phys. Rev. Lett. **79**, 1245 (1997).

CAPÍTULO II – Átomos Frios e Formação de Molécula

Neste capítulo mostraremos quais são as forças atuantes sobre os átomos aprisionados em uma armadilha magneto-óptica e descreveremos brevemente, quais são as possíveis configurações espaciais estáveis, nas quais os átomos podem ser aprisionados. Explicaremos também como ocorre a fotoassociação de dois átomos ultrafrios e quais são as dificuldades para a realização do aprisionamento molecular através da técnica de resfriamento e aprisionamento a laser.

II.1 – Armadilha Magneto-Óptica: *Força de espalhamento*

Um átomo ao espalhar um fóton, irá receber um momento resultante dado por $\Delta\vec{p} = \hbar(\vec{k}_i - \vec{k}_e)$, onde $k_i = \frac{2\pi}{\lambda_i}$ e $k_e = \frac{2\pi}{\lambda_e}$ são os números de onda do fóton incidente e espalhado, respectivamente. Considerando a interação entre um feixe laser e um átomo, a transferência de momento dos fótons incidentes será sempre somada,

enquanto o momento resultante devido aos fótons espalhados na média é nulo, pois estamos considerando que os fótons espalhados são gerados a partir do processo de emissão espontânea, que ocorre em todas as direções, resultando assim numa força de espalhamento.

Em 1979, R. J. Cook[1], utilizando uma abordagem semi-clássica, determinou qual é a força média que a radiação de um feixe laser contrapropagante exerce sobre um átomo de dois níveis:

$$\vec{F} = \frac{\hbar\Gamma\Omega^2\vec{k}}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4\left(\Delta - \vec{k}.\vec{v}\right)^2} \tag{2.1}$$

Onde Γ é a largura de linha da transição; Ω é a freqüência de Rabi; Δ é a dessintonização (diferença entre a freqüência da luz laser e a freqüência natural da transição atômica, ω - ω_0); v é a velocidade do átomo e *k* é o vetor de onda do feixe laser. É importante destacar que aqui estamos desprezando o termo referente à força dipolar, pois para gradientes de intensidades pequenos a força de dipolo é desprezível comparada com a força de espalhamento.

Submetendo agora esses átomos a um campo magnético quadrupolar, temos que a força da radiação terá sua dinâmica afetada pela presença desse campo magnético, pois o efeito Zeeman desdobrará e deslocará os subníveis magnéticos do átomo[2]. Se um estado do átomo tem um número quântico angular ***J***, com número quântico magnético ***M*** = -***J***, -***J***+1, ..., +***J***, a presença do campo magnético ***B*** desdobrará os níveis de energia de campo zero por uma quantidade de:

$$\Delta\varepsilon_M = gM\mu_B B \tag{2.2}$$

onde g é o fator de Landé para o nível do estado considerado (fino ou hiperfino) e μ_B $\left(e\hbar/2m_e = 9{,}274x10^{-28} J/G\right)$ é o magnéton de Bohr. A energia de transição entre o estado fundamental e o excitado é dada por:

$$\Delta E = \hbar\omega_0 + (g_2 M_2 - g_1 M_1)\mu_B B = \hbar\omega_0 + \mu_{12} B \tag{2.3}$$

onde nós definimos μ_{12} como a constante de Bohr para a transição $|1, M_1\rangle \rightarrow |2, M_2\rangle$.

Adicionando o efeito Zeeman na eq. (2.1), redefinindo ω_0 como $\omega_0 + \mu_{12}B/\hbar$ e mantendo a definição de Δ, temos que a força da radiação sobre os átomos é dada por:

$$\vec{F} = \frac{\hbar\Gamma\Omega^2\vec{k}}{\Gamma^2 + 2\Omega^2 + 4\left(\Delta - \vec{k}.\vec{v} + \frac{\mu_{12}B}{\hbar}\right)^2} \tag{2.4}$$

II.2 – Armadilha Magneto-Óptica: *Princípios de funcionamento*

Em 1986, Pritichard e colaboradores[3] lançaram as idéias fundamentais de um possível aprisionamento de átomos neutros, utilizando uma composição de campos magnéticos e radiação de luz laser com polarizações convenientes. No ano seguinte, Raab e colaboradores[4] obtiveram a primeira armadilha magneto-óptica, onde esta se mostrou muito mais eficiente que as armadilhas existentes até aquele momento, conseguindo profundidades 10 vezes maiores. Mas foi em 1990 que essa técnica ganhou um maior simplicidade, pois Monroe e colaboradores[5] obtiveram um MOT a partir de átomos capturados diretamente de uma célula de vapor, sem a necessidade de uma prévia desaceleração dos átomos como acontecia até então.

Explicaremos a seguir mais detalhadamente como funciona um aprisionamento magneto-óptico, e veremos como a estrutura interna dos níveis de energia dos átomos é fundamental para o êxito dessa técnica.

O campo magnético quadrupolar usado para gerar o desdobramento dos níveis de energia Zeeman dos átomos é gerado por uma par de bobinas montadas na configuração anti-Helmholtz. Três pares de feixes laser retrorefletidos com polarizações opostas, onde cada par de feixes é composto por um feixe com polarização σ^+ e outro com polarização σ^-, interceptam-se na região central da câmara, região essa em que o campo magnético varia linearmente com a posição, e os pares de feixes laser são alinhados ortogonalmente entre si. As figuras (2.1a) e (2.1b) ilustram a descrição acima.

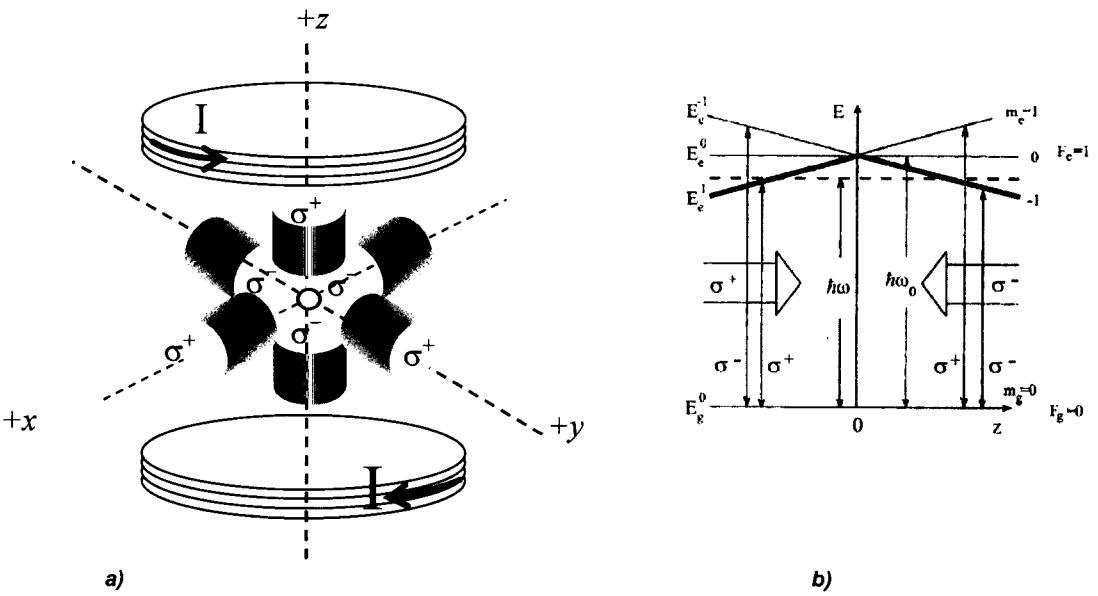


Figura 2.1 *– (a) Representação esquemática da armadilha magneto-óptica. (b) Desdobramento e deslocamento Zeeman dos níveis hiperfinos.*

Toda discussão até o momento considerou o átomo sendo representado por um sistema de dois níveis. Mas no caso de um átomo real, a estrutura interna de níveis do mesmo é muito mais complexa. Como exemplo, podemos observar na figura

(2.2), a representação do diagrama de níveis do ^{85}Rb (no lado direito da figura estão representados os níveis hiperfinos).

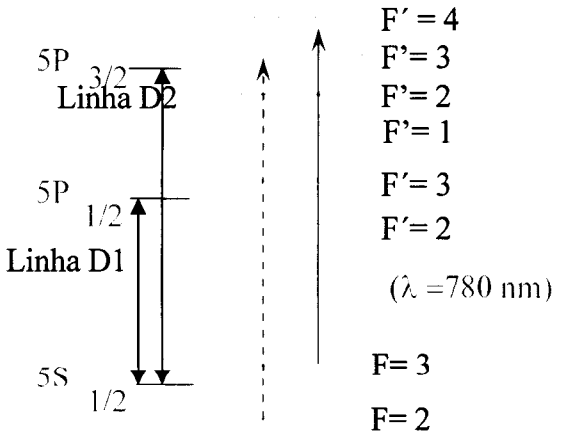


***Figura 2.2** – Níveis de energia da transição de aprisionamento do Rb.*

A transição de aprisionamento no caso do Rb é a transição de *5S (F = 3)* para *5P (F' = 4)*. O fato do laser de aprisionamento ter sua freqüência dessintonizada para o vermelho pode fazer com que os átomos também sejam excitados para o nível hiperfino *5P (F' = 3)*, portanto, após os átomos serem excitados (seta vermelha), eles podem decair tanto para o estado fundamental *F = 3* quanto para *F = 2*. Se o átomo decair para o estado *F = 3*, o mesmo continua no ciclo de aprisionamento, porém se o átomo decair para o outro estado hiperfino (*F = 2*), ele não estará mais ressonante com o laser de aprisionamento, sendo perdido da armadilha. Isso acarretará em uma fuga total dos átomos da armadilha após vários ciclos do processo de excitação-decaimento. Por isso, torna-se necessário a existência de um feixe laser extra, denominado feixe de rebombeio (seta tracejada), para manter estável o processo cíclico de bombeamento óptico entre os níveis hiperfinos. Na presença dos campos eletromagnéticos, os átomos mais lentos da distribuição de velocidade de Maxwell-Boltzman do vapor são capturados. Os feixes laser ($\hbar\omega$) devem ser sintonizados para o vermelho da transição atômica ($\hbar\omega_0$), como mostra a figura (2.1b), pois isso cria

uma região espacial onde os átomos serão desacelerados pelo espalhamento de fótons, gerando portanto um meio viscoso para os átomos.

No MOT, além do termo de viscosidade, existe também um termo responsável pelo confinamento dos átomos. Esse termo advém exatamente da interação entre os níveis Zeeman e os feixes lasers com suas polarizações adequadamente ajustadas. Como podemos ver pela figura (2.1b), o átomo sempre estará mais ressonante com o feixe laser que o leva em direção ao centro da armadilha, gerando assim uma força restauradora. Com isso, podemos descrever o movimento de um átomo na armadilha, para pequenas oscilações em torno da origem, como o de um oscilador harmônico amortecido, cuja equação de movimento é dada por:

$$\vec{F} = -\alpha\vec{r} - \beta\frac{d\vec{r}}{dt} \tag{2.5}$$

onde o primeiro termo da equação acima é relativo à força restauradora e o segundo termo a força de amortecimento, com α e β sendo respectivamente a constante de mola (relacionada com a freqüência de oscilação ω_0 e a massa do átomo m, $\omega_0 = (\alpha / m)^{1/2}$) e a constante de amortecimento. Temos que ressaltar que equação (2.5) é obtida na aproximação de baixos campos e baixas velocidades[6].

II.3 – Armadilha Magneto-Óptica: *Distribuições Espaciais*

A configuração espacial na forma esférica, configuração esta que se refere como se distribuem espacialmente os átomos na armadilha, foi e continua sendo a distribuição espacial mais utilizada pelos vários grupos de pesquisas do

mundo. A figura (2.3) mostra como tipicamente os átomos se distribuem espacialmente no MOT quando os feixes lasers estão alinhados (retrorefletidos) aos pares nas três direções. Porém, essa não é a única configuração possível que podemos aprisionar os átomos, existindo outras configurações espaciais estáveis na qual os átomos permanecem aprisionados em um MOT.

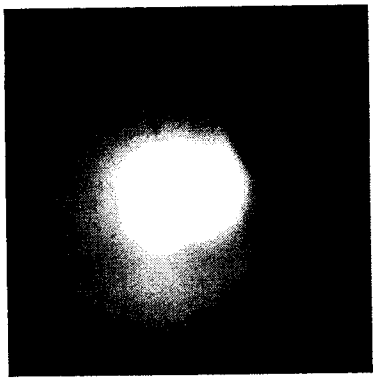


Figura 2.3 *– Foto dos átomos aprisionados na configuração espacial esférica.*

Além do formato esférico, também já foram observados átomos confinados na forma de anel, duplo anel, anel com uma bola no centro[7], onde essas configurações são obtidas com pequenas variações nos parâmetros da armadilha[8], tais como desintonização da freqüência de aprisionamento, gradiente de campo magnético, intensidades e desalinhamento dos feixes, etc.

É possível que as peculiaridades dessas configurações possam ser novamente usadas para novos estudos, ou seja, talvez ainda exista problemas interessantes a serem tratados na configuração não tradicional da armadilha. Uma possibilidade com a configuração do tipo anel é a produção de um feixe de átomos ultrafrios para ser utilizado em experimentos de colisões, uma vez que no anel os átomos têm uma direção preferencial de movimento[9].

Na próxima seção, explicaremos mais detalhadamente como é possível obter a configuração do tipo anel, tendo em vista que no capítulo **IV** mostraremos um experimento no qual tal configuração espacial foi utilizada.

II.4 – Armadilha Magneto-Óptica: *Configuração de Anel*

Como já vimos na *seção* **II.1**, a configuração esférica da nuvem atômica é obtida quando temos os três pares de laser, usados para o aprisionamento, completamente alinhados (retrorefletidos). A nuvem na forma de anel pode ser obtida apenas fazendo um pequeno desalinhamento nos feixes laser contrapropagantes do plano xy, como é mostrado na figura (2.4), onde esse desalinhamento é muito menor que a cintura do feixe laser.

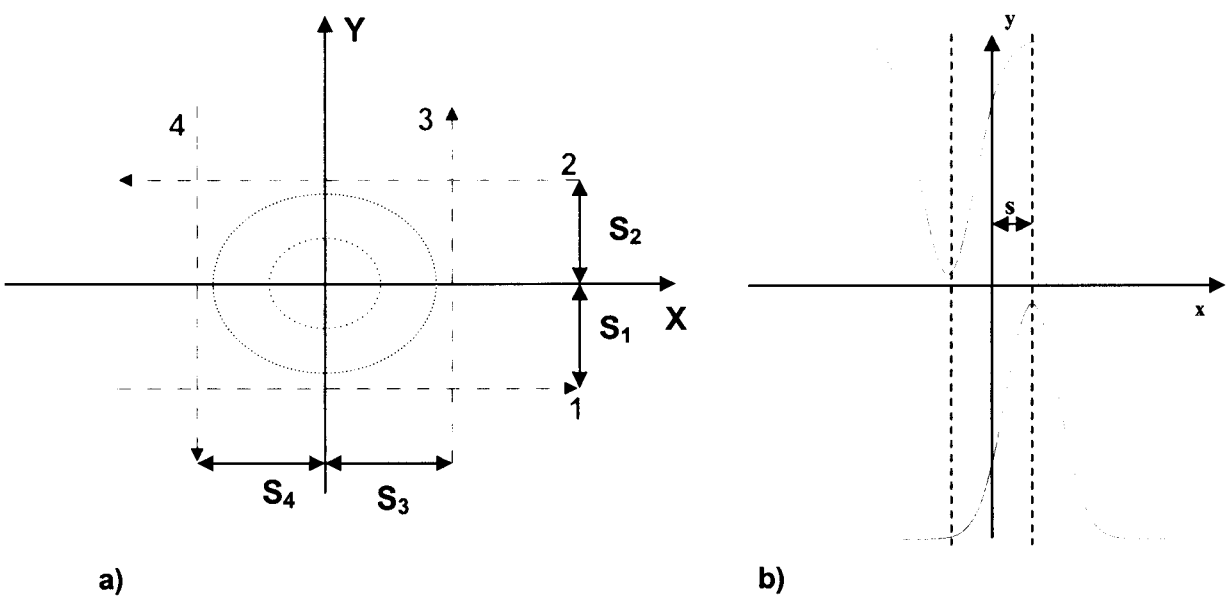


Figura 2.4 *– (a) Feixes desalinhados no plano xy. (b) Uma visão mais especifica do desalinhamento na direção y, considerando o perfil do feixe.*

A primeira característica marcante nas estruturas do tipo anel é a existência de um termo extra na força de radiação, quando comparado com a nuvem atômica na forma esférica. O surgimento desse termo extra é devido aos desalinhamentos dos feixes aprisionantes no plano xy.

A seguir iremos mostrar que o termo extra na força, conhecido como força de Vórtex, surge naturalmente quando introduzimos os desalinhamentos dos feixes laser na equação que descreve a força espontânea da radiação e a expandimos.

O tratamento a ser utilizado aqui, é bastante simplificado, porém muito útil para o entendimento do processo acima citado, o objetivo é apenas termos uma idéia intuitiva do que ocorre com os átomos aprisionados quando realizamos tais desalinhamentos. O tratamento teórico considerará os átomos como um sistema de dois níveis e analisará as forças atuantes sobre os mesmos em apenas duas dimensões. Nessa dedução consideraremos o perfil de intensidade do feixe laser como sendo Gaussiano, dado por:

$$\Omega = \Omega_0 \exp\left[-(r/2w)^2\right] \tag{2.6}$$

Onde w representa a cintura do feixe laser. Relacionamos o perfil de intensidade do feixe laser com a freqüência de Rabi pela seguinte relação $|\Omega|^2 = \frac{I}{I_s}\frac{\Gamma^2}{2}$, onde Γ é a largura de linha da transição atômica, I e I_s representam a intensidade do feixe laser e a intensidade de saturação respectivamente.

Como mostra a figura (2.4a), os quatro feixes gaussianos desalinhados formam um quadrado no plano xy. Como esses feixes estão submetidos a um campo

magnético linear, as componentes de ***B*** podem ser escritas como $B_x = \frac{dB}{dx}x$ e

$B_y = \frac{dB}{dy}y$.

Substituindo a eq. (2.6) na eq. (2.1), e introduzindo os desalinhamentos dos feixes lasers sobre os átomos, temos para cada feixe laser a seguinte expressão[10,11]:

$$\vec{F}_1 = \frac{\hbar k \Gamma \Omega_{01}^2 e^{\frac{-(y+S_1)^2}{2w_1^2}}}{\Gamma^2 + 2\Omega_{01}^2 e^{\frac{-(y+S_1)^2}{w_1^2}} + 4\left(\Delta - kv_x - \frac{\mu_{ab}}{\hbar}\frac{dB}{dx}x\right)^2}\hat{x} \tag{2.7a}$$

$$\vec{F}_2 = -\frac{\hbar k \Gamma \Omega_{02}^2 e^{\frac{-(y-S_2)^2}{2w_2^2}}}{\Gamma^2 + 2\Omega_{02}^2 e^{\frac{-(y-S_2)^2}{w_2^2}} + 4\left(\Delta + kv_x + \frac{\mu_{ab}}{\hbar}\frac{dB}{dx}x\right)^2}\hat{x} \tag{2.7b}$$

$$\vec{F}_3 = \frac{\hbar k \Gamma \Omega_{03}^2 e^{\frac{-(x-S_3)^2}{2w_3^2}}}{\Gamma^2 + 2\Omega_{03}^2 e^{\frac{-(x-S_3)^2}{w_3^2}} + 4\left(\Delta - kv_y - \frac{\mu_{ab}}{\hbar}\frac{dB}{dy}y\right)^2}\hat{y} \tag{2.7c}$$

$$\vec{F}_4 = -\frac{\hbar k \Gamma \Omega_{04}^2 e^{\frac{-(x+S_4)^2}{2w_4^2}}}{\Gamma^2 + 2\Omega_{04}^2 e^{\frac{-(x+S_4)^2}{w_4^2}} + 4\left(\Delta + kv_y + \frac{\mu_{ab}}{\hbar}\frac{dB}{dy}y\right)^2}\hat{y} \tag{2.7d}$$

Onde $F_x = F_1 + F_2$ e $F_y = F_3 + F_4$.

Como no MOT são usados baixos campos magnéticos e a velocidade dos átomos são baixas, podemos fazer a consideração que o módulo da desintonização é muito maior que o modulo da soma entre o termo Doppler e o termo Zeeman, ou seja, $|\Delta| >> \left|\vec{k}.\vec{v} \pm (d\omega / dx_i)dx_i\right|$. Assim temos que:

$$F_i = \pm \frac{\hbar k \Gamma \Omega_i^2(r)}{\Gamma^2 + 2\Omega_i^2(r) + 4\left\{\Delta^2 - 2\Delta\left(\vec{k}.\vec{v} \mp \frac{\mu_{ab}}{\hbar}\frac{dB}{dr}r\right)\right\}} \tag{2.8}$$

$$F_i = \pm \frac{\hbar k \Gamma \Omega_i^2(r)}{\left(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_i^2(r)\right)\left\{1 - \frac{8\Delta\left(\vec{k}.\vec{v} \mp \frac{\mu_{ab}}{\hbar}\frac{dB}{dr}r\right)}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_i^2(r)}\right\}} \tag{2.9}$$

Supondo agora que, $\left|8\Delta\left(\vec{k}.\vec{v} \mp \frac{\mu_{ab}}{\hbar}\frac{dB}{dr}r\right)\right| << 4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_i^2(r)$ temos que:

$$F_i = \pm \frac{\hbar k \Gamma \Omega_i^2(r)}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_i^2(r)}\left\{1 + \frac{8\Delta\left(\vec{k}.\vec{v} \mp \frac{\mu_{ab}}{\hbar}\frac{dB}{dr}r\right)}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_i^2(r)}\right\} \tag{2.10}$$

Portanto a força na direção x pode ser escrita como:

$$F_x = F_{V_x}(y) - \alpha x - \beta v_x \tag{2.11}$$

Onde temos que:

$$F_{V_x}(y) = \left[\frac{\hbar k \Gamma \Omega_{10}^2 e^{-\frac{(y+S_1)^2}{2w^2}}}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{10}^2 e^{-\frac{(y+S_1)^2}{2w^2}}} - \frac{\hbar k \Gamma \Omega_{20}^2 e^{-\frac{(y-S_2)^2}{2w^2}}}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{20}^2 e^{-\frac{(y-S_2)^2}{2w^2}}}\right]$$

$$\alpha = \left[\frac{8\Delta k \Gamma \mu_{ab} \, dB/dx \, \Omega_{10}^2 e^{-\frac{(y+S_1)^2}{2w^2}}}{\left[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{10}^2 e^{-\frac{(y+S_1)^2}{2w^2}}\right]^2} + \frac{8\Delta k \Gamma \mu_{ab} \, dB/dx \, \Omega_{20}^2 e^{-\frac{(y-S_2)^2}{2w^2}}}{\left[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{20}^2 e^{-\frac{(y-S_2)^2}{2w^2}}\right]^2}\right]$$

$$\beta = \left[\frac{8\Delta \hbar k^2 \Gamma \Omega_{10}^2 e^{-\frac{(y+S_1)^2}{2w^2}}}{\left[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{10}^2 e^{-\frac{(y+S_1)^2}{2w^2}}\right]^2} + \frac{8\Delta \hbar k^2 \Gamma \Omega_{20}^2 e^{-\frac{(y-S_2)^2}{2w^2}}}{\left[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{20}^2 e^{-\frac{(y-S_2)^2}{2w^2}}\right]^2}\right]$$

Onde além das duas forças presentes em MOT convencional, uma força viscosa $(-\beta_x v_x)$ e uma força restauradora $(-\alpha_x x)$, observamos a existência de uma terceira força, chamada de *força de Vórtex*, que é advinda do fato das intensidades dos feixes de aprisionamento dependerem das coordenadas.

As forças na direção y são obtidas de maneira similar, de modo que:

$$F_y = F_{V_y}(x) - \alpha' y - \beta' v_y \tag{2.12}$$

$$F_{V_y}(x) = \left[\frac{\hbar k \Gamma \Omega_{30}^2 e^{-\frac{(y-S_3)^2}{2w^2}}}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{30}^2 e^{-\frac{(y-S_3)^2}{2w^2}}} - \frac{\hbar k \Gamma \Omega_{40}^2 e^{-\frac{(y+S_4)^2}{2w^2}}}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{40}^2 e^{-\frac{(y+S_4)^2}{2w^2}}} \right]$$

$$\alpha' = \left[\frac{8\Delta k \Gamma \mu_{ab} \, dB/dy \, \Omega_{30}^2 e^{-\frac{(y-S_3)^2}{2w^2}}}{\left[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{30}^2 e^{-\frac{(y-S_3)^2}{2w^2}}\right]^2} + \frac{8\Delta k \Gamma \mu_{ab} \, dB/dy \, \Omega_{40}^2 e^{-\frac{(y+S_4)^2}{2w^2}}}{\left[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{40}^2 e^{-\frac{(y+S_4)^2}{2w^2}}\right]^2} \right]$$

$$\beta' = \left[\frac{8\Delta \hbar k^2 \Gamma \Omega_{30}^2 e^{-\frac{(y-S_3)^2}{2w^2}}}{\left[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{30}^2 e^{-\frac{(y-S_3)^2}{2w^2}}\right]^2} + \frac{8\Delta \hbar k^2 \Gamma \Omega_{40}^2 e^{-\frac{(y+S_4)^2}{2w^2}}}{\left[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_{40}^2 e^{-\frac{(y+S_4)^2}{2w^2}}\right]^2} \right]$$

Para termos uma idéia intuitiva de como as forças aprisionantes estão atuando sobre o átomo, a seguir realizaremos uma série de aproximações, as mesmas realizadas nas referências[7,12].

Consideraremos uma armadilha simétrica, ou seja, os desalinhamentos dos feixes são iguais $(S_1 = S_2 = S_3 = S_4 = S)$ e os feixes possuem as mesmas

intensidades $\left(\Omega_{10}=\Omega_{20}=\Omega_{30}=\Omega_{40}=\Omega_0\right)$. Consideraremos também que os desalinhamentos são menores que as larguras dos feixes aprisionantes $(w >> S)$, o que nos possibilita expandir a freqüência de Rabi em potências de $(r_i \pm S)^2/w^2$. Como realizado nas referências acima citadas, nós desprezaremos a dependência espacial da freqüência de Rabi no denominador da força de radiação. Fazendo todas essas considerações, e expandindo a freqüência de Rabi até a terceira ordem, obtemos a seguinte expressão para a força de Vórtex:

$$F_{Vórtex}=\frac{4S}{w}\frac{\hbar k\Gamma\Omega_0^2}{4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_0^2}\left[\left(\frac{y^3}{w^3}-\frac{y}{w}\right)\hat{x}-\left(\frac{x^3}{w^3}-\frac{x}{w}\right)\hat{y}\right] \tag{2.13}$$

Onde essa força pode ser escrita com um rotacional de um vetor $\vec{H}$, dado por:

$$\vec{H}=\frac{4S}{w}\frac{\hbar k\Gamma\Omega_0^2}{4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_0^2}\left(\frac{y^4+x^4}{4w^4}-\frac{y^2+x^2}{2w^2}\right)\hat{z} \tag{2.14}$$

Isto mostra fisicamente que a força de Vórtex é tangencial e impõem um movimento de rotação sobre o átomo. A figura (2.5) mostra a imagem dos átomos distribuídos na configuração de anel quando realizamos os devidos desalinhamentos nos feixes aprisionantes.

Figura 2.5 *– Foto dos átomos aprisionados na configuração espacial do tipo anel.*

II.5 – De Átomos a Moléculas

Nas ultimas duas décadas, um grande número de trabalhos tem sido feito com o objetivo de desenvolver e aperfeiçoar as técnicas para a produção de átomos frios. Temperaturas cada vez mais baixas têm revelado efeitos cada vez mais interessantes, como por exemplo, a produção dos condensados de Bose-Einstein[13-15]. Atualmente, o interesse dos pesquisadores dessa área, é atingir o mesmo estágio de desenvolvimento obtido no caso atômico para as amostras moleculares, e se possível estender todo o conhecimento desenvolvido na manipulação dos átomos para as moléculas. Todavia, manipular moléculas é uma tarefa muito mais complicada, pois as mesmas apresentam uma estrutura interna muito mais complexa que as dos átomos. É importante ressaltar, que a técnica mais utilizada para o aprisionamento atômico tem sido o resfriamento a laser, todavia essa técnica não funciona para moléculas, justamente pelo fato das moléculas terem um espectro de energia muito mais complexo[16].

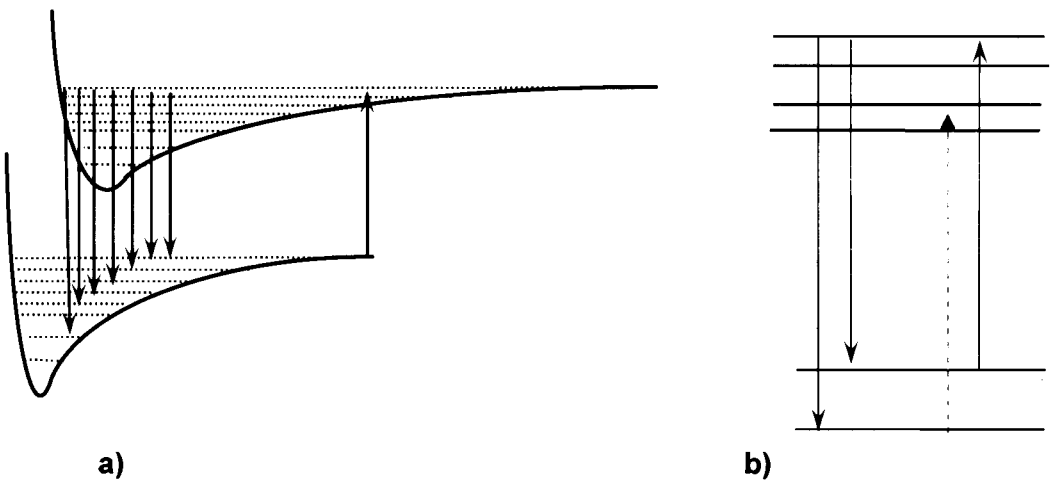


Figura 2.6 *– (a) Representação dos níveis de energia de uma molécula. (b) Representação dos níveis de energia de um átomo.*

Para que a técnica de resfriamento a laser funcione é necessário à existência de um sistema "fechado" (cíclico) de transições, como no caso dos átomos alcalinos (por exemplo, o caso do Rb apresentado na figura (2.2)). No caso de moléculas, isso só seria possível se utilizássemos um número muito grande de lasers de rebombeio, devido à existência de inúmeros estados ro-vibracionais moleculares para o qual a molécula pode decair após a excitação, como está mostrada na figura (2.6a).

Apenas como uma observação, existe na literatura uma certa confusão no uso dos termos "moléculas frias" e "moléculas ultrafrias", onde às vezes esses dois termos são usados para a mesma situação. Apenas para haver uma uniformidade na linguagem, faremos o uso do termo moléculas frias para moléculas com temperaturas acima de miliKelvin e ultrafrias para temperaturas abaixo de miliKelvin.

Ao trabalharem com amostras moleculares, os pesquisadores pretendem alcançar três objetivos principais: Primeiramente, reduzir a temperatura translacional para um valor abaixo de milikelvin (ultrafrias). Depois ser capaz de resfriar um grande número de moléculas. E por último, colocar as moléculas em um único estado rovibracional, de preferência o de mais baixa energia.

Para alcançar tal objetivo, os cientistas nos últimos anos fizeram um progresso expressivo através de diferentes métodos, cada qual tendo seus pontos fortes e fracos. Das técnicas existentes até o momento, nenhuma conseguiu alcançar simultaneamente os três objetivos citados acima. As técnicas mais utilizadas para a produção de molécula são três: *Gás "Buffer", Desaceleração Stark, e Fotoassociação.*

A técnica conhecida com *Gás "Buffer"* é uma técnica puramente magnética, e consegue aprisionar uma grande quantidade de espécies moleculares (moléculas paramagnéticas) em seus estados mais baixos de energia, porém, só consegue resfria-las a algumas dezenas de milikelvin[17]. Essa técnica aproveita-se do fato da

existência de uma possível transferência de energia num processo de colisões, pois um gás previamente resfriado é colocado em uma câmara de vácuo, e posteriormente coloca-se junto a esse gás a espécie molecular e/ou atômica (térmica) que se deseja aprisionar. Sendo assim as partículas se retermalizarão pelo processo de colisão. A existência de um campo magnético de quadrupolo na região onde se encontra a amostra é o responsável pelo aprisionamento das mesmas. As temperaturas obtidas nessa armadilha são da ordem de *1 K*, e densidades de aproximadamente 10^8 *moléculas/cm*^{3}.

A desaceleração Stark consegue desacelerar um feixe molecular, explorando a interação das moléculas polares com um campo elétrico não homogêneo[18]. A desaceleração é feita de tal forma que as moléculas sejam dirigidas em direção a uma armadilha eletrostática, fazendo com que as moléculas cheguem com baixas velocidades na mesma. Essa técnica permite selecionar o estado fundamental molecular, e pode trabalhar com qualquer molécula que tenha um momento de dipolo elétrico permanente. As temperaturas alcançadas até o momento ainda estão na ordem de centenas de milikelvin, as densidades conseguidas são aproximadamente 10^7 *moléculas/cm*^{3}.

A terceira técnica, fotoassociação, se diferencia totalmente das outras pelo fato de produzir moléculas ultafrias a partir de átomos previamente resfriados. Já as outras técnicas apresentadas, produzem moléculas frias por um processo de resfriamento a partir de moléculas térmicas. Essa técnica é a que obtém maior sucesso no que diz respeito à temperatura, alcançando temperaturas da ordem de algumas centenas de microKelvins, pois essas moléculas são fotoassociadas por átomos que já se encontram nessa ordem de temperatura. Uma limitação do processo de fotoassociação é não conseguir colocar todas as moléculas no mais baixo estado

rovibracional. Na próxima seção, explicaremos com detalhe como se dá o processo de fotoassociação, pois foi a técnica utilizada por nós para produzirmos as moléculas estudadas nessa tese.

No entanto, devemos ressaltar que a fotoassociação não é a única maneira de produzir moléculas ultrafrias a partir de átomos ultrafrios, pois é possível produzir moléculas ultrafrias pelo processo de ressonância de Feshbach[19-21]. Uma ressonância de Feshbach surge em um sistema de dois átomos colidindo, quando um canal aberto de entrada é magneticamente sintonizado em direção à ressonância com um canal fechado energeticamente, como apresentado na figura (2.7). É possível encontrar a ressonância entre esses dois canais ajustando o com campo magnético, pelo fato dos canais de entrada e de saída terem momentos magnéticos diferentes[22]. Ressonância de Feshbach é comumente utilizado para a produção de moléculas ultrafrias em BECs[23].

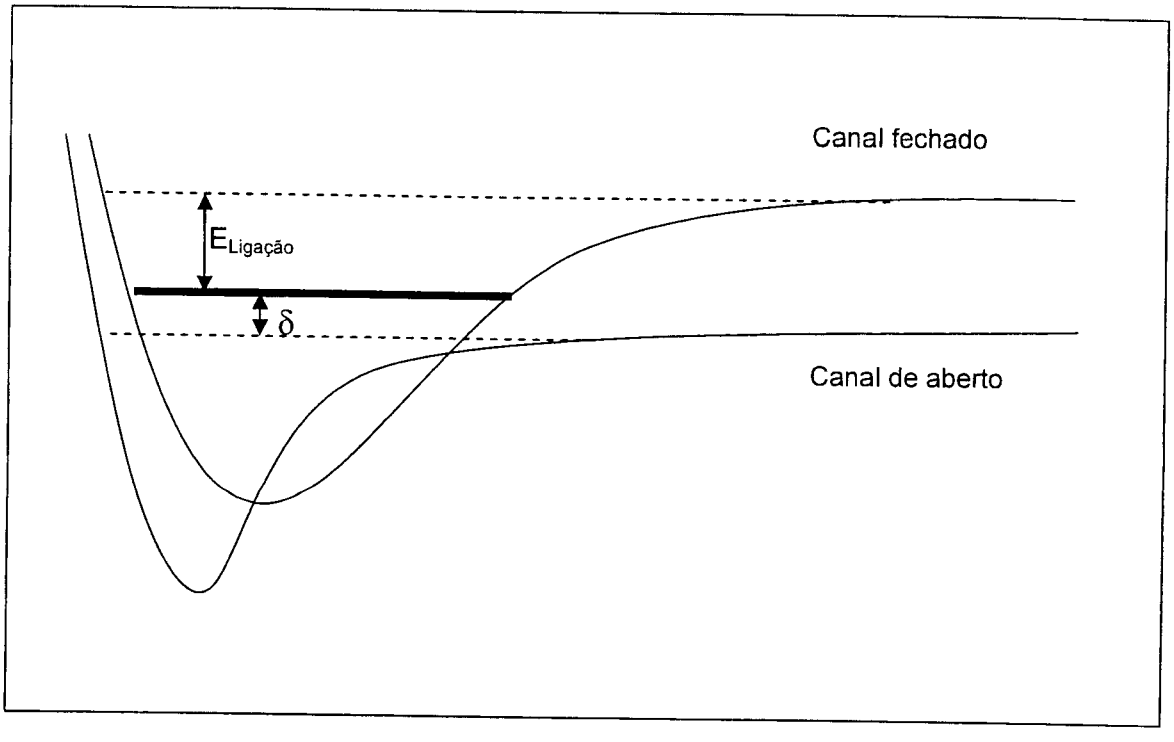


Figura 2.7 *– Ressonância de Feshbach: Um campo magnético é ajustado para acoplar dois canais pela interação hiperfina, onde δ é a desintonização entre o canal de entrada e o estado molecular.*

II.6 – Fotoassociação

A idéia básica do processo de fotoassociação, é que inicialmente dois átomos colidindo em baixa velocidade (~ 25 cm/s) em seus estados fundamentais, podem se associar formando uma molécula ao absorverem um fóton. A vantagem desta técnica é o fato de que os átomos que se fotoassociam, estão em um regime de ultrabaixa temperatura (< 1 mK), onde foram previamente resfriado em um MOT[16].

Desde o início da década de 90 do século passado, alguns grupos de pesquisas já haviam realizado a produção de dímeros ultrafrios através da técnica de fotoassociação[24,25]. Porém, foi a partir de 1998 que essa técnica ganhou um grande impulso, quando o grupo liderado pelo professor Pillet obteve sucesso na produção e

detecção de moléculas ultrafrias de Cs_2 no estado fundamental[26], desde então vários outros grupos realizaram tal feito para outros dímeros alcalinos, K_2[27], Rb_2[28], Li_2[29] e Na_2[30]. Porém, a técnica de fotoassociação é restrita com respeito ao número de espécies atômicas que ela consegue trabalhar, pois os MOTs só conseguem aprisionar um pequeno número de espécies atômicas(alcalinos, alcalinos terrosos e alguns gases nobres)[31-37].

Quando os átomos estão colidindo no estado fundamental, *S* + *S*, eles estão submetidos a um potencial que é proporcional a $-C_6/R^6$ (Van der Walls), e ao absorver um fóton levemente desintonizado para o vermelho da transição atômica de aprisionamento no ponto Condon $R = \left(-C_3/\hbar\Delta\right)^{1/3}$, o par passa para o estado excitado, *S* + *P*, e agora interage por um novo potencial, que é proporcional a $-C_3/R^3$ (dipolo-dipolo ressonante) no caso de dímeros homonucleares[26], e $-C_6/R^6$ (Van der Walls) no caso heteronuclear[38], onde sob a ação desses novos potenciais, o par atômico sente uma força de atração mais intensa. Podemos dizer de uma maneira simples, que o par atômico fez uma transição do tipo *free-bound*, ou seja, temos a transição do par de átomos livres para um determinado nível vibracional (estado ligado) do estado eletrônico excitado (seta 1), como representado na figura (2.8).

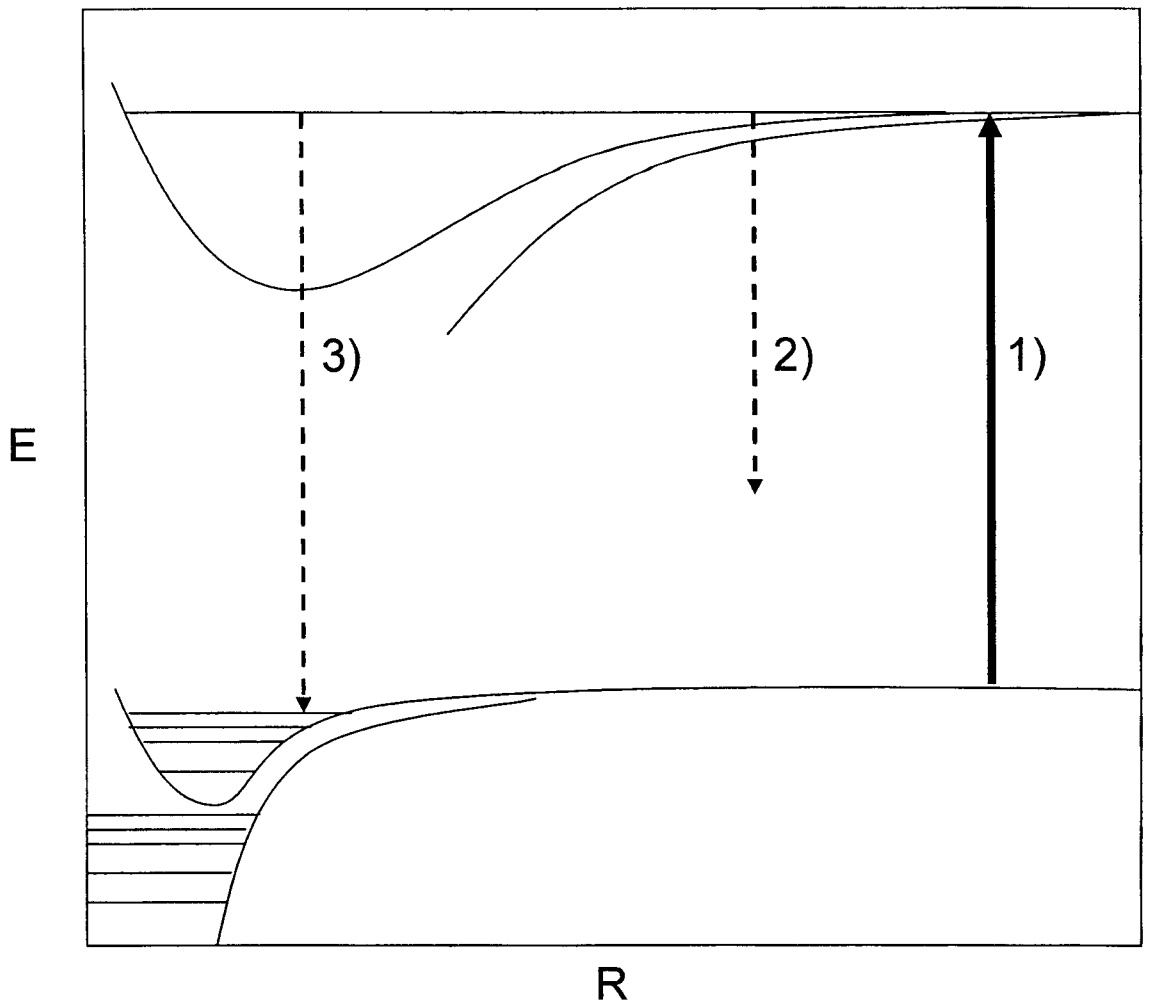


Figura 2.8 *– A seta 1 representação a fotoassociação do par atômico, se o par decair para o estado fundamental na região de longo alcance (seta 2) o mesmo poderá ser perdido da armadilha, e apenas os pares que sobreviverem até a região de curto alcance decairão para o estado molecular fundamental, como representa a seta 3.*

A densidade de pares atômicos colidindo em uma separação entre *R e R + dR* é proporcional $4\pi R^2 dR$, sendo assim, quanto maior a separação internuclear no ponto Condon, ou seja, freqüência de fotoassociação mais próxima da freqüência de aprisionamento, maior será o número de pares fotoassociados. A eficiência da fotoassociação está diretamente relacionada com a probabilidade da excitação free-bound ocorrer na região de longo alcance, onde essa probabilidade é representada

pelo fator de Frank-Condon (FC)[16]. O FC é a probabilidade da transição do par atômico livre para um nível rovibracional molecular do estado excitado, e está diretamente relacionado com a superposição entre as funções de ondas dos níveis envolvidos na transição. Entretanto, essas moléculas produzidas no estado excitado são instáveis, tendo um pequeno tempo de vida, da ordem de nanossegundos. Sendo assim, se o par atômico sobreviver até curtas separações internucleares, o mesmo poderá decair para um estado molecular fundamental ligado (seta 3). Porém, se o par atômico decair na região de longas separações internucleares, o que é muito mais provável pelo caráter de longo alcance da fotoassociação, o par decairá para o contínuo dissociando a molécula, e dependendo da energia cinética que o par ganhará durante o processo colisional, o mesmo será perdido da armadilha (seta 2).

Apesar de apenas uma pequena parcela dos pares atômicos fotoassociados decaírem para o estado molecular fundamental, as armadilhas magneto-ópticas mostraram ser uma fonte contínua de moléculas ultrafrias estáveis. Porém, como já vimos anteriormente, esse tipo de armadilha não é capaz de aprisionar essas moléculas. A primeira observação de aprisionamento de moléculas ultrafrias foi realizada por Takekoshi e colaboradoes em 1998[39], onde dímeros de Césio no estado fundamental diretamente produzidos no MOT foram transferidos para uma armadilha de dipolo formada no foco de um feixe laser de CO_2 (λ = 10,6 μm). Mesmo sendo capazes de aprisionar essas moléculas, as densidades obtidas nessas armadilhas moleculares ainda são muito baixas (~ 10^4 cm^{-3}). Recentemente, foi realizado por Vanhaecke e colaboradores[40] um aprisionamento misto, onde os pesquisadores conseguiram aprisionar simultaneamente átomos e moléculas de césio.

A obtenção de amostras moleculares ultrafrias densas, dará origem a um novo campo de pesquisa denominado por alguns pesquisadores de "superquímica"[41], pois

será um sistema que permitirá estudos de colisões ultrafrias entre moléculas, possível resfriamento "simpatético" molecular, bem como a observação da condensação de Bose-Einstein puramente molecular.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] R. J. Cook, Phys. Rev. A. **20**, 224 (1979).

[2] H. J. Metcalf, e P. Van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York (1999).

[3] D. Pritichard, E. Raab, V. Bagnato, C. Wieman, e R. Watts, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986).

[4] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu e D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).

[5] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).

[6] E. Raab, M.Prentis, A. Cable,S Chu e D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 261 (1987).

[7] V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oria, G. I. Surdutovich, R. Vitlina, e S. C. Zílio, Phys. Rev. A **48**, 3771 (1993).

[8] D. Felinto, L. G. Marcassa, V. S. Bagnato, e S. S. Viana, Phys. Rev. A **60**, 2591 (1999).

[9] T. Walker, D. Hoffmann, P. Feng, e R. S. Williamson, Physics Letters A **163**, 309 (1992).

[10] C. F. M. Faria, *Configurações Espaciais para um Átomos de Dois Níveis em Armadilha Magneto-Óptica: Estruturas em Anéis.* São Carlos, (1994). Dissertação de Mestrado – IFSC – USP.

[11] M. T. de Araújo, *Medidas das constantes de mola, de amortecimento e da temperatura para átomos aprisionados e para uma de suas variantes espaciais.* São Carlos, (1995). Tese de Doutorado – IFSC – USP.

[12] V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oria, G. I. Surdutovich, e S. C. Zílio, Laser Phys. **2**, 172 (1992).

[13] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. Wieman, e E. A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).

[14] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, e R. G. Hullet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).

[15] K. Davis, M-O. Mewes, M. Andrews, M. Van Druten, D. Durfee, D. Kurn, e W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).

[16] M. Weidemulher e C. Zimmermann. *Interactions in Ultracold Gases,* 1ª ed. .WilLEY-VCH, Alemanha, (2003).

[17] J. D. Weinstein, R. DeCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich and J. M. Doyle, Nature **395**, 148 (1998).

[18] H. L. Bethlem, G. Berden, F. M. H. Crompvoets, R. T. Jongma, A. V. Roij and G. Meijer, Nature **406**, 491 (2000)

[19] K. M. O'Hara, S. L. Hemmer, S. R. Granade, M. E. Gehm, J. E. Thomas, V. Venturi, E. Tiesinga, e C. J. Williams, Phys. Rev. A **66**, 041401R (2002).

[20] A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, e A. Axelson, Phys. Rev. A **51**, 4852 (1995).

[21] J. Stenger, S. Inouye, M. R. Andrews, H.-J. Miesner, D. M. Stamper-Kurn, e W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **82**, 2422 (1999).

[22] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, e H. T. C. Stoof, Phys. Rev. A **47**, 4114 (1993).

[23] P. Naidon, e F. Masnou-Seeuws, Phys. Rev. A **68**, 033612 (2003).

[24] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen, Phys. Rev. Lett. **71**, 2204 (1993).

[25] V. Bagnato, L. Marcassa, C. Tsao, Y. Wang, and J. Weiner, Phys. Rev. Lett. **70**, 3225 (1993).

[26] A. Fioretti, D. Comparat, A. Crubellier, O. Dulieu, F. Masnou-Seeuws and P. Pillet, Phys. Rev. Lett. **80**, 4402 (1998).

[27] A. N. Nikolov, J. R. Ensher, E. E. Eyler, H. Wang, W. C. Stwalley and P. L. Gould, Phys. Rev. Lett. **84**, 246 (2000).

[28] C. Gabbanin, A. Fioretti, A. Lucchesini, S. Gozzini and M. Mazzoni, Phys. Rev. Lett. **84**, 2814 (2000).

[29] U. Schloder, C. Silber, T. Deuschle, and C. Zimmermann, Phys. Rev. A **66**, 061403(R) (2002).

[30] F. K. Fatemi, K. M. Jones, P. D. Lett and E. Tiesinga, Phys. Rev. A **66**, 053401 (2002).

[31] C. Y. Park, e T. H. Yoon, Phys. Rev. A **68**, 055401 (2003).

[32] A. S. Tychkov, J. C. J. Koelemeij, T. Jeltes, W. Hogervorst, e W. Vassen, Phys. Rev. A **69**, 055401 (2004).

[33] D. P. Hansen, J. R. Mohr, e A. Hemmerich, Phys. Rev. A **67**, 021401 (2003).

[34] S. B. Nagel, C. E. Simien, S. Laha, P. Gupta, V. S. Ashoka, e T. C. Killian, Phys. Rev. A **67**, 011401 (2003).

[35] Martin Zinner, Peter Spoden, Tobias Kraemer, Gerhard Birkl, e Wolfgang Ertmer, Phys. Rev. A **67**, 010501 (2003).

[36] J. Stuhler, P. O. Schmidt, S. Hensler, J. Werner, J. Mlynek, e T. Pfau, Phys. Rev. A **64**, 031405 (2001).

[37] R. L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, e F. C. Cruz, Phys. Rev. A **67**, 021402 (2003).

[38] M. W. Mancini, G. D. Telles, A. R. L. Caires, V. S. Bagnato, e L. G. Marcassa, Phys. Rev. Lett. **92**, 133203 (2004).

[39] T. Takekoshi, B. M. Patterson, e R. J. Knize, Phys. Rev. Lett. **81**, 5105 (1998).

[40] N. Vanhaecke, W. S. Melo, B. L. Tolra, D. Comparat, e P. Pillet, Phys. Rev. Lett. **89**, 063001 (2002).

[41] D. J. Heinzen, R. Wynar, P. D. Drummond, e K. V. Kheruntsyan, Phys. Rev. Lett. **84**, 5029 (2000).

CAPÍTULO III – Sistema Experimental

Neste capítulo descreveremos o nosso sistema experimental para a obtenção de uma amostra ultrafria e densa de ^{85}Rb. Nesta amostra estudaremos a formação de moléculas ultrafrias de Rb_2, como também realizaremos uma espectroscopia de alta-resolução na mesma.

III.1 – Produção da Amostra

O tipo de armadilha utilizada para a realização dos experimentos foi a armadilha magneto-óptica, onde aprisionamos átomos de ^{85}Rb diretamente a partir do vapor. Nós realizamos o aprisionamento em uma câmara de aço inoxidável fechada de formato cilíndrico contendo 14 janelas, das quais 6 são para acesso óptico dos feixes de aprisionamento, 2 são para o acesso dos feixes de prova e de ionização, 2 são utilizadas para observação espacial da amostra e obtenção da fluorescência, e 1 é utilizada para a detecção dos íons. Esse número elevado de janelas é devido o fato dessa câmara ser capaz de fazer um aprisionamento de duas espécies atômicas

distintas simultaneamente[1]. Nos experimentos desenvolvidos nessa tese, trabalhamos apenas com a amostra de Rb, porém também é possível aprisionar Na, K e Cs na mesma. A pressão em seu interior é da ordem de 10^{-8} torr, mantida pelo funcionamento simultâneo de três bombas de vácuo, sendo duas bombas turbo-molecular e uma bomba iônica.

Um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, responsável pela produção do campo magnético quadrupolar necessário para o desdobramento de energia Zeeman dos átomos, foi colocado externamente à câmara. A corrente nas bobinas era da ordem de 10 A, produzindo um gradiente de campo na região central da câmara de aproximadamente 10 Gauss/cm na direção vertical (z) e 5 no plano (xy).

Três pares de feixes laser utilizados para o aprisionamento, são retrorefletidos e mutuamente ortogonais entre si, eles se interceptam na região central da câmara, e suas polarizações são convenientemente ajustadas utilizando lâminas $\lambda/4$, de maneira que cada par é composto por um feixe com polarização σ^+ e outro com polarização σ^-.

Para realizarmos o resfriamento e aprisionamento, utilizamos um laser de Ti:Safira (Coherent – 899) bombeado opticamente por um sistema laser de diodo dobrado (Coherent – Verdi V10) que apresenta uma potência de saída média de 10 W. Estes lasers estão mostrados na figura (3.1). O laser de Ti:Safira foi sintonizado em λ = 780 nm (com uma largura de linha da ordem de 1 MHz), fornecendo a freqüência de aprisionamento do Rb, freqüência essa que estava 10 MHz desintonizada (Δ) para o vermelho da transição $5S_{1/2}(F=3) \Rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$. A potência média obtida pelo laser de aprisionamento foi de 300 mW. Devemos salientar que os seis feixes de lasers necessários para o aprisionamento, foram gerados a partir de um único feixe, isso foi possível através da utilização de divisores de feixe.

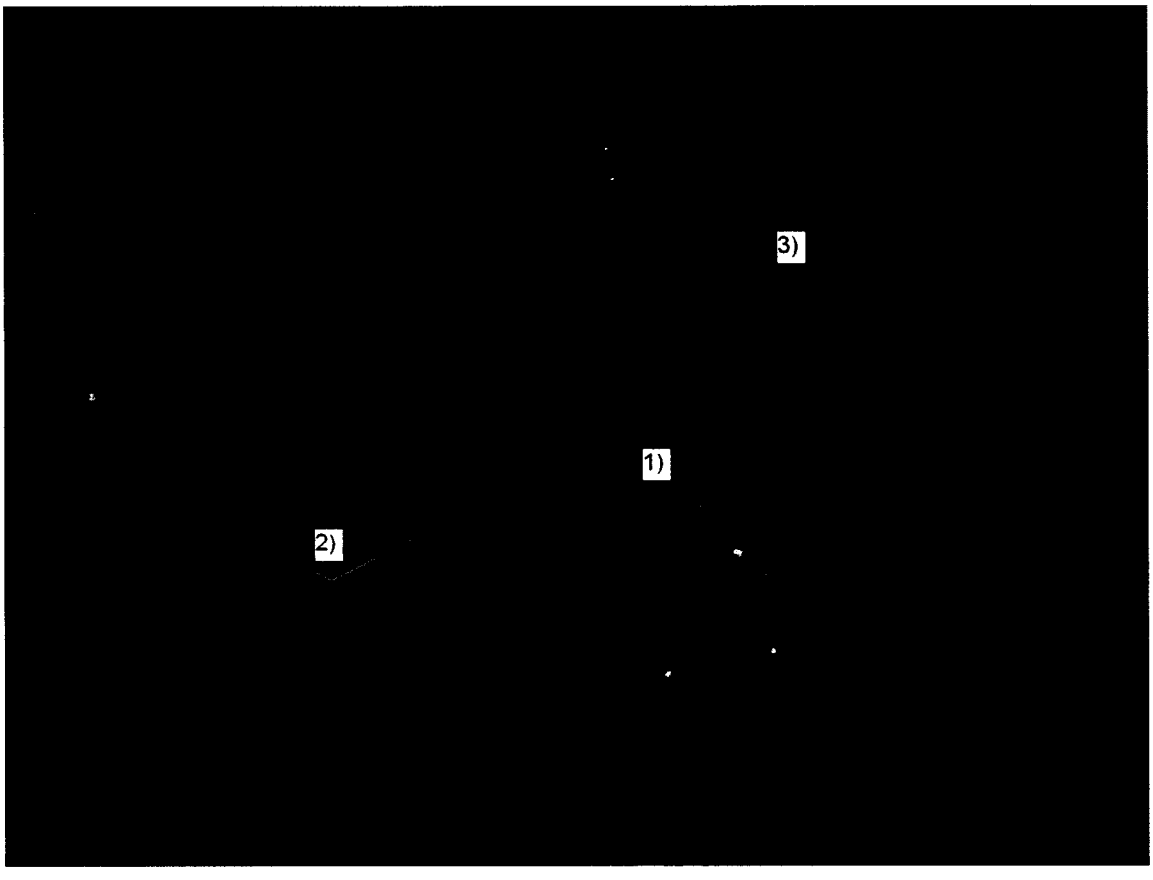


Figura 3.1 *– (1) Verdi utilizado para fazer o bombeamento óptico de dois lasers de Ti:Safira simultaneamente; (2) Ti:Safira usado como laser de fotoassociação; (3) Ti:Safira Utilizado para realizar o aprisionamento dos átomos.*

Como já vimos no capítulo II, é necessário evitar que os átomos se encontrem no subnível hiperfino fundamental $5S_{1/2}(F=2)$, necessitando assim de uma freqüência extra de rebombeio. A freqüência de rebombeio é obtida fazendo com que a luz principal utilizada para o aprisionamento passe através de um modulador eletro-óptico (EOM). O EOM é alimentado por uma fonte de radio freqüência (RF), onde essa RF é a responsável pelo deslocamento em freqüência de parte da luz que passa pelo cristal do mesmo. A freqüência de rebombeio obtida estava desintonizada -10 MHz em ralação a transição $5S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

III.2 – Caracterização da Amostra

Para caracterizar nossa amostra, ou seja, calcularmos o número e a densidade de átomos, bem como a distribuição espacial da amostra, contamos com o auxilio, de duas câmeras CCD e um tubo fotomutiplicador (PMT) calibrado.

A PMT foi usada para captar a fluorescência emitida pela nuvem atômica, e é através da medida de fluorescência que obtemos o número de átomos aprisionados[2]. Com a imagem proveniente da câmera CDD, nós fazíamos uma observação de como estavam dispostos espacialmente os átomos na armadilha. Também usamos a imagem da câmara CCD para determinamos o volume da amostra. A figura (3.2) mostra imagem da CCD e da PMT utilizada por nós.

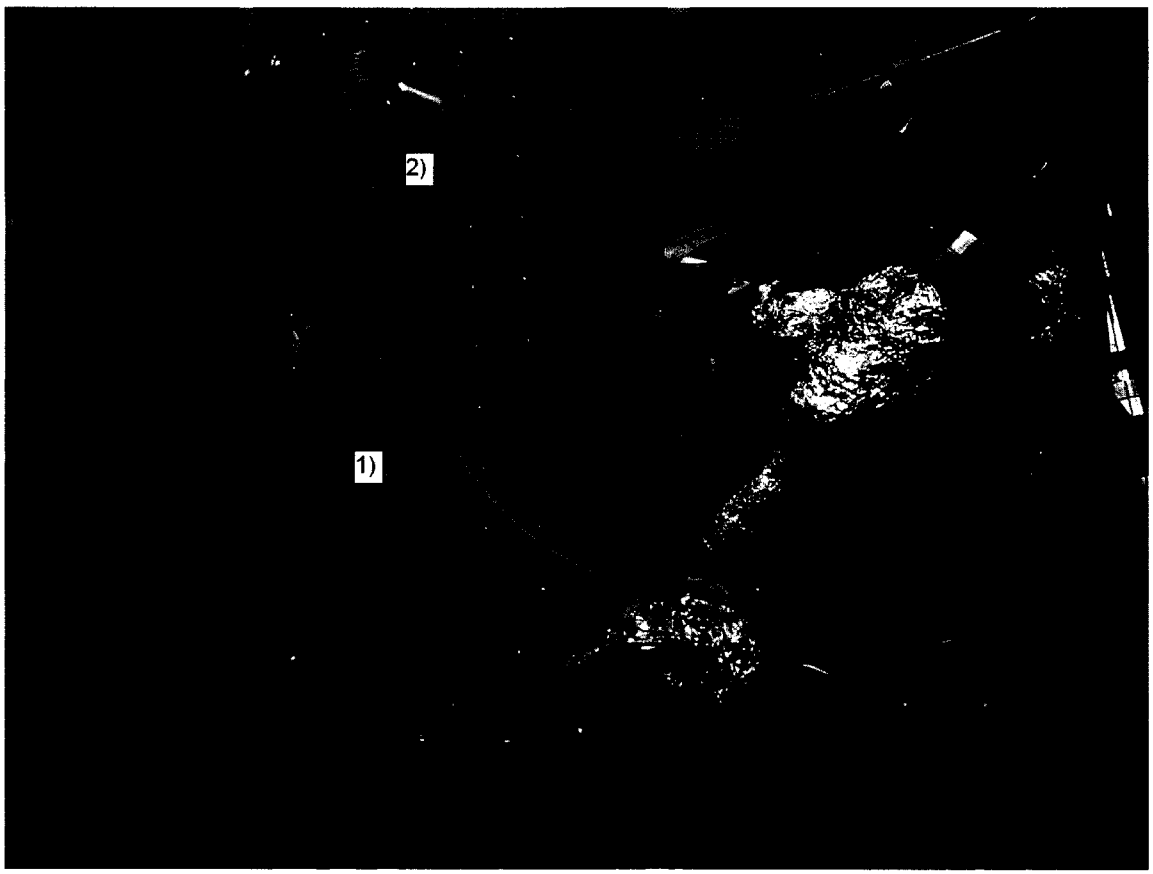


Figura 3.2 *– (1) PMT utilizada para a medida do número de átomos; (2) Câmara CCD usada para determinar o perfil espacial dos átomos e para calcular o volume da amostra.*

É importante ressaltar que além da CCD mostrada na figura acima, utilizamos uma outra câmera CCD, disposta com um ângulo de 90 graus com relação a primeira. Isso foi necessário para termos uma maior certeza quanto à configuração espacial em que a nuvem atômica estava aprisionada. Por exemplo, quando trabalhamos com a configuração de anel, apenas olhando uma única câmera não éramos capazes de ter certeza da real configuração dos átomos. Pois enquanto uma imagem nos mostrava uma distribuição alongada, tipo charuto, a outra câmera nos mostrava a configuração de anel. Sendo assim, se observássemos somente a primeira câmera nunca saberíamos que tínhamos a configuração tipo anel.

O número de átomos aprisionados obtidos em nossas amostras variava entre $1\text{-}10 \times 10^7$, e as densidades se encontravam entre $1\text{-}10 \times 10^9\ cm^{-3}$, esse variação ocorre

quando alteramos alguns parâmetros externos da armadilha, como por exemplo, a intensidade do laser de aprisionamento.

III.3 – Ionização e Detecção

As moléculas produzidas no MOT foram detectadas pelo processo de fotoionização, onde um laser de corante pulsado (Continuum – Jaguar) bombeado pelo segundo harmônico de um laser Nd:YAG (Continuum – Surelite SL-20) foi o responsável pela ionização molecular.

Os parâmetros de funcionamento do laser de Nd:YAG são: λ = 532 nm; duração temporal dos pulsos de 5 ns; taxa de repetição entre 10 e 20 Hz; energia/pulso de aproximadamente 250 mJ. A potencia de saída é de 3 W, e após a passagem do feixe pelo gerador de segundo harmônico a potencia media é de 800 mW.

O laser de corante pulsado é composto por dois estágios (duas cubetas), como mostra a figura (3.3). O primeiro é referente à geração do laser, e o segundo é referente à amplificação do mesmo. Para cada estágio do laser foi usado um tipo diferente de corante, onde no primeiro estágio (oscilador) foi usado a Rhodamina 610 (271,51 mg / 500 ml de solvente), e no segundo estágio (amplificador) usamos Rhodamina 640 (26,95 mg / 1200 ml de solvente). O solvente usado em ambos corantes foi o etanol. Com essa configuração o laser de corante tem uma ação no intervalo entre 595 nm e 611nm.

Figura 3.3 *– (1) Estágio responsável pela produção do laser de corante; (2) Estágio responsável pela amplificação da luz laser gerada no primeiro estágio.*

Neste experimento fixamos o comprimento de onda do laser pulsado em torno de 602,7 nm, e as moléculas foram ionizadas por processo de absorção de dois fótons, como será discutido no capítulo 4.

Após a ionização, os íons eram coletados por um detector de íons do tipo *channel electron multiplier* (CEM), onde esse detector foi alimentado por uma alta tensão da ordem de 2,8 kV. O detector de íons estava aproximadamente 10 cm de distância da armadilha. Porém, após a realização dos experimentos, o CEM era retirado da região de aprisionamento, através de um transladador linear acoplado ao mesmo, para evitar a degradação e manter a eficiência do detector. O transladador pode ser visualizado na figura (3.4).

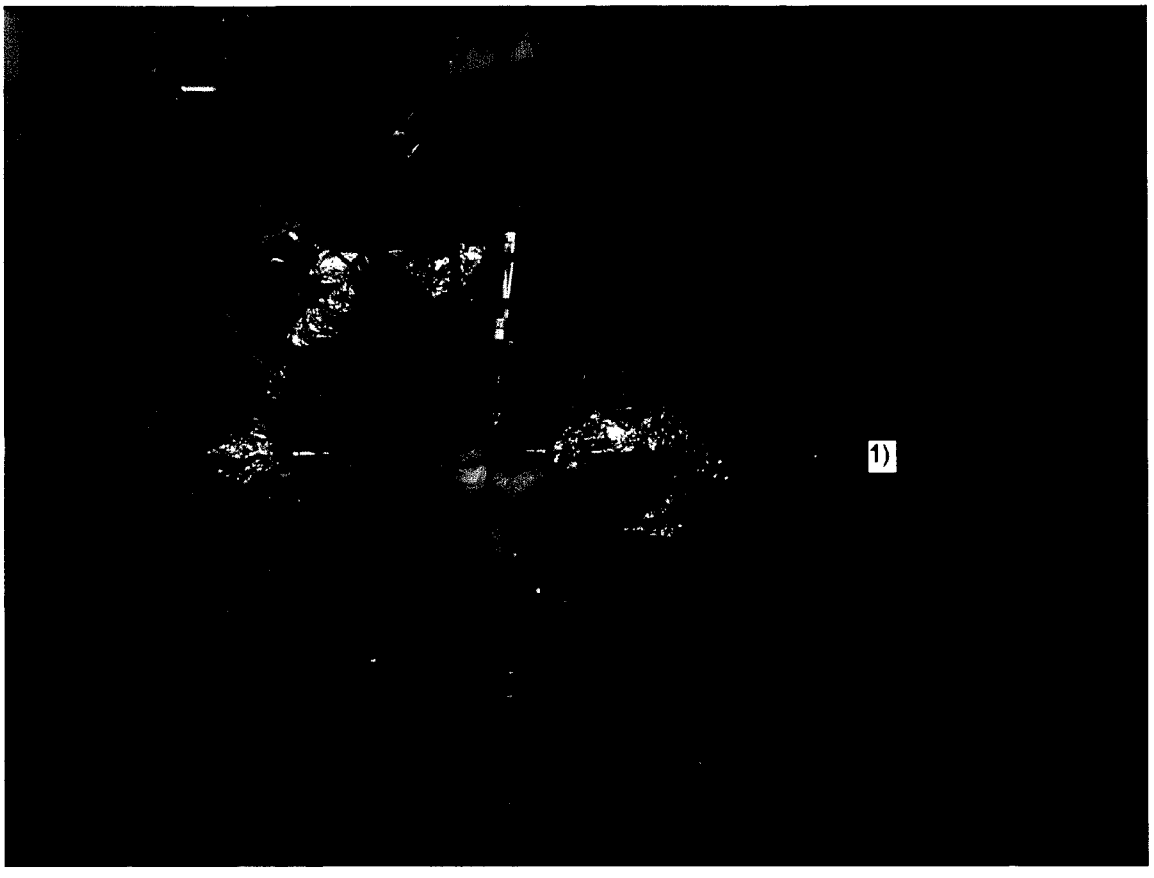


Figura 3.4 – (1) Transladador acoplado no detector de íons.

III.4 – Laser de Prova

Como já sabemos, a própria configuração do MOT é capaz de produzir moléculas ultrafrias pelo processo de fotoassociação, onde os fótons do laser de aprisionamento é o responsável por fotoassociar os átomos. Porém, na segunda parte dos experimentos que realizamos, nós introduzimos no nosso sistema experimental um laser extra de Ti:Safira (Coherent – 899), para ser usado único e exclusivamente como laser de fotoassociação (ou catálise). Nessa seqüência de experimentos, estudaremos apenas as moléculas que são fotoassociadas por esse laser.

Com esse laser extra, nós realizamos uma espectroscopia de alta resolução, onde nosso objetivo foi determinar os estados ligados da molécula Rb_2, bem como a

participação de diferentes estados no processo de formação molecular. A figura (3.5) mostra como estava organizado o nosso sistema experimental.

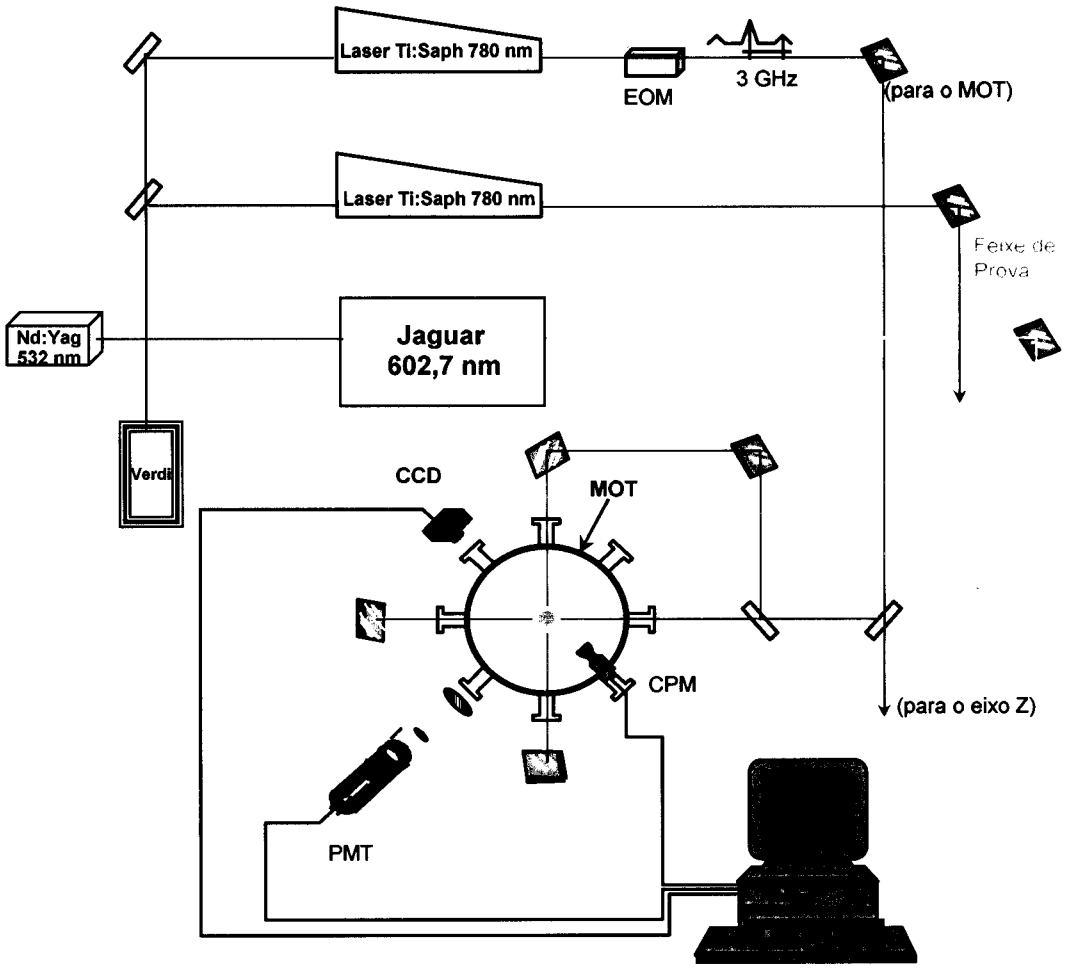


Figura 3.5 – Diagrama do sistema experimental utilizado durante os experimentos.

III.5 – Espectroscopia de Massa

Através da técnica de tempo-de-vôo[3], também conhecida pela sigla TOF que vem do inglês time-of-flight, nós conseguíamos distinguir os íons atômicos dos íons moleculares, uma vez que a tensão aplicada em ambos os íons era a mesma, e eles eram produzidos na mesma região do espaço, os íons mais leves (atômicos) chegavam primeiro ao detector do que os íons mais pesados (molecular). Essa

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

espectroscopia seletiva por massa será apresentada com um maior detalhe no capítulo *IV*.

Um ajuste temporal da ação dos lasers no nosso experimento foi necessário para garantir que as moléculas por nós detectadas procediam do estado fundamental, e não do estado excitado. Portanto, tivemos que desligar a armadilha, e após um determinado tempo em que a armadilha estava desligada, é que incidíamos o laser responsável pela ionização na amostra. Esse tempo de atraso entre desligar a armadilha e incidir o laser ionizador, foi necessário para que as moléculas que estivessem no estado excitado decaíssem para o estado fundamental.

A armadilha era desligada através do bloqueio da radio freqüência (RF) que alimentava EOM, que era responsável por gerar a luz de rebombeio. Um gerador de função/*delay* era o responsável pelo sinal de "trigger" que desligava a armadilha e disparava o pulso de ionização. A seqüência temporal do experimento esta mostrada na figura (3.6).

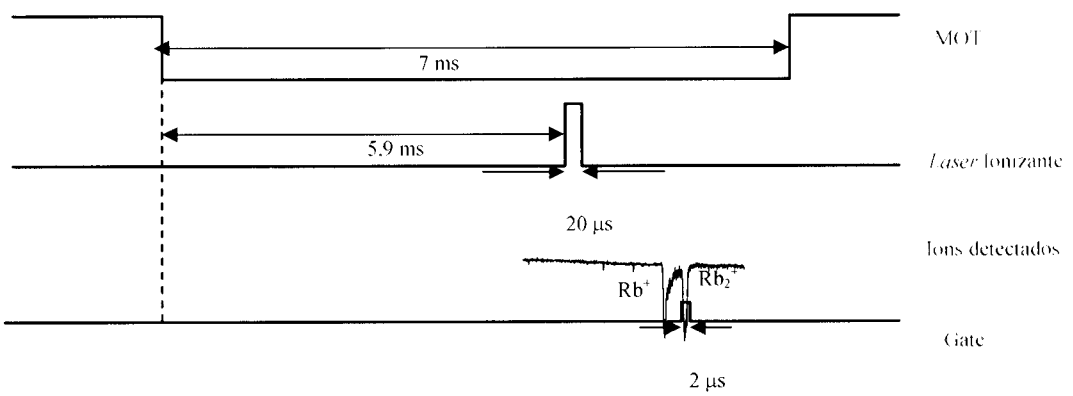


Figura 3.6 *– Seqüência temporal do experimento realizado para a produção de moléculas ultrafrias no estado fundamental.*

Observe na figura acima, que o pulso de ionização chegava na armadilha após 5,9 ms de seu desligamento, garantindo que todas as moléculas se encontravam no

estado fundamental, uma vez que o tempo de vida dessas moléculas no estado excitado é da ordem de nanossegundos[4].

III.6 – Aquisição de dados

Uma placa de aquisição de dados (National Instruments) permitia a comunicação entre os sinais e o computador (PC). A comunicação entre a placa de aquisição e o PC era feito através do *software* por programas em linguagem Labview.

O sinal de TOF dos íons, captado pelo CEM, eram aquisicionados por um osciloscópio digital (Tektronichs – 2430). O sinal de íons também estava conectado a um integrador *boxcar*, onde esse integrador além de amplificá-lo, fazia médias e integrava-o. A figura (3.7) mostra os equipamentos acima citados.

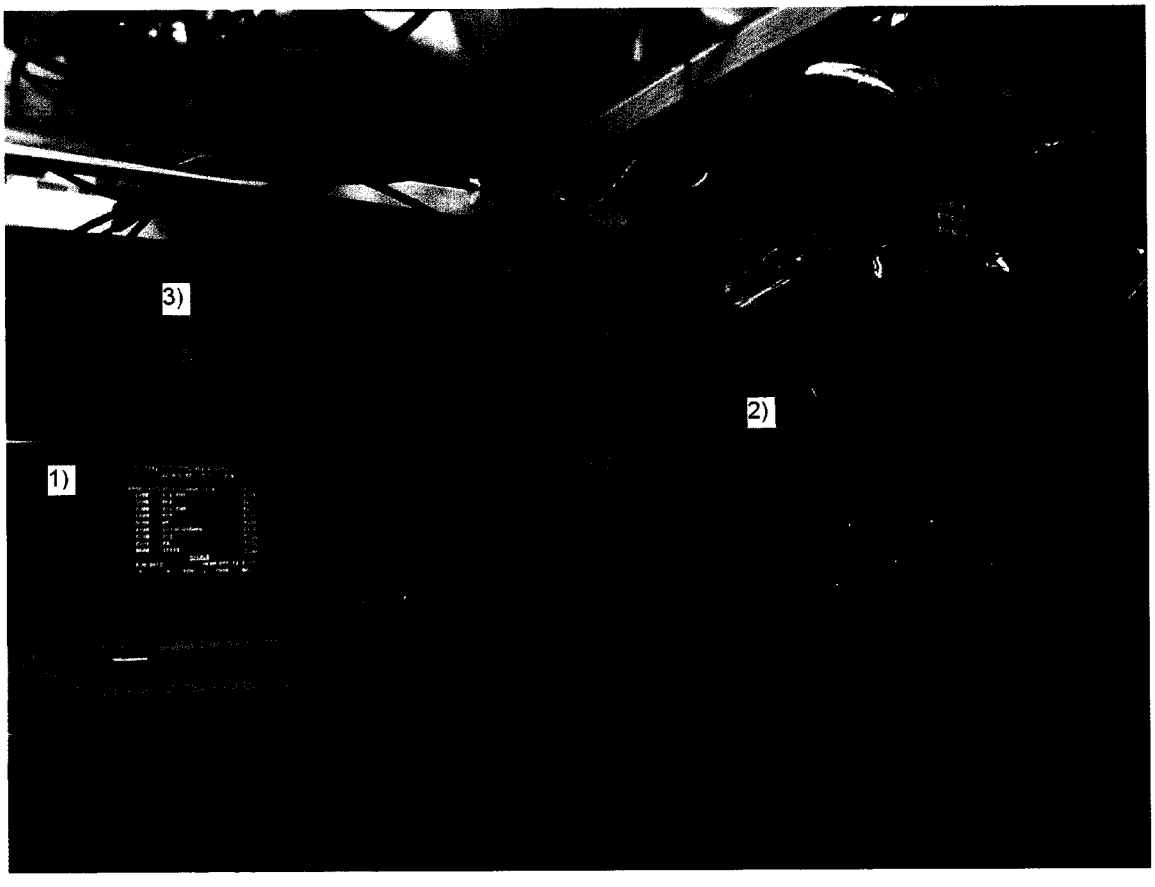


Figura 3.7 *– (1) Osciloscópio digital na qual fazíamos a observação do sinal de íons; (2) Integrador Box Car usado para fazer média e integrar o sinal; (3) Gerador de função/delay utilizado para sincronizar o experimento.*

No experimento concernente à espectroscopia de fotoassociação, um programa em Labview foi o responsável por fazer o laser de fotoassociação varrer em freqüência.

A figura (3.8) mostra esquematicamente a conjunção do sistema de detecção (desligar o MOT e Ionização) e de aquisição de dados (comunicação placa – PC).

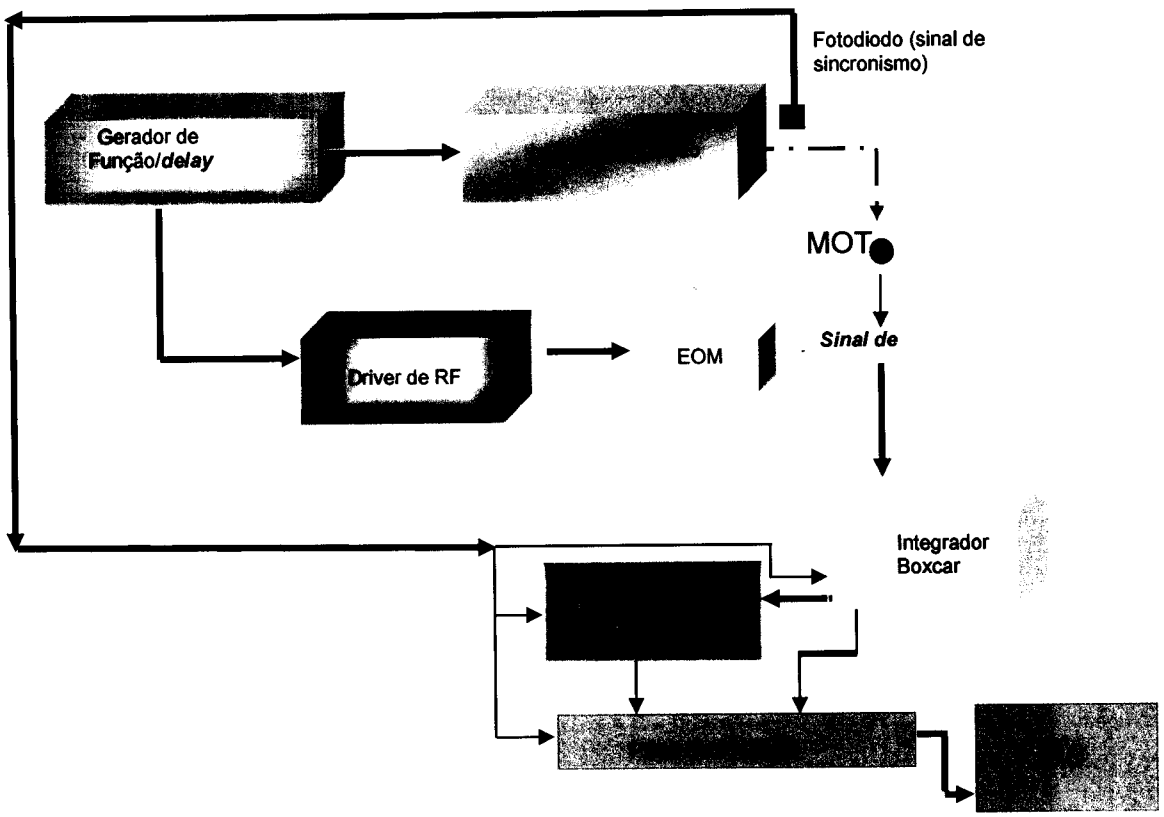


Figura 3.8 – Fluxograma do sistema de detecção e de aquisição de dados.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] M. W. Mancini, A. R. L. Caires, G. D. Telles, V. S. Bagnato e L. G. Marcassa, Eur. Phys. J. D **30,** 105 (2004).

[2] G. D. Telles. *Estudos de Colisões Atômicas Ultrafrias: Mecanismo de Perdas e Espectroscopia de Fotoassociação.* São Carlos, (2002). Tese de Doutorado – IFSC – USP.

[3] A. J. Kerman, J, M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman e D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **92**, 153001 (2004).

[4] J. L. Bohn and P. S. Julienne, Phys. Rev. A. **60**, 414 (1999).

CAPÍTULO IV – Resultados Experimentais

Para uma melhor compreensão dos resultados obtidos, dividiremos esse capítulo em três subseções. Na primeira seção, estudaremos os dímeros produzidos intrinsecamente no MOT, onde medimos a taxa de formação molecular, e também como essa taxa de formação molecular se comporta como função da intensidade do laser de aprisionamento. Na seção **IV.2**, nós apresentaremos os resultados obtidos quando introduzimos um feixe laser extra (feixe de fotoassociação), e analisaremos as moléculas produzidas por esse feixe. Apresentaremos nesta subseção, quais são as diferenças entre uma espectroscopia realizada com o feixe laser fotoassociador próximo de ressonância com a linha D2 e com a linha D1. E por fim, na seção **IV.3**, mostraremos a existência de uma competição no processo de fotoassociação quando estão presentes simultaneamente dois lasers capazes de fotoassociar os átomos.

IV.1 – Produção Intrínseca de Rb_2 no MOT

A produção de moléculas frias em um MOT, sem a presença de um laser extra responsável pelo processo de fotoassociação, pode ocorrer através de dois mecanismos diferentes: por fotoassociação induzida pelo laser de aprisionamento ou rebombeio[1] e por recombinação de três corpos[2]. Enquanto o primeiro processo necessita de um laser de excitação, o segundo caso não requer luz no processo para que haja a formação molecular. Os dois casos estão representados no diagrama abaixo *(o asterisco indica que a molécula se encontra no estado excitado):*

$$\text{2 corpos:} \begin{cases} Rb + Rb + \hbar\omega_1 \rightarrow Rb_2^* \\ Rb_2^* \rightarrow Rb_2 + \hbar\omega_2 \end{cases}$$

$$\text{3 corpos:} \quad Rb + Rb + Rb \rightarrow Rb_2 + Rb$$

Em nosso experimento acreditamos que o processo de formação se da via colisões binárias, pois os números e as densidades de nossa amostra aprisionada, estão aquém dos valores de densidades e números necessários para que o processo de colisões ternárias passe a ser importante. Um sistema onde o processo colisional envolvendo três corpos passa a ser importante, é o condensados de Bose-Einstein (BEC), uma vez que as densidades obtidas no BEC (~ 10^{14} cm^{-3}) são muito superiores às conseguidas no MOT.

A formação molecular via colisões ternárias, acarreta a perda de um dos átomos participantes da colisão, onde o átomo perdido da armadilha "leva" a diferença de energia necessária para que os outros dois se associem. Esse processo é uns dos principais fatores que limitam as densidades obtidas nos BEC's.

O próprio feixe laser usado para aprisionar os átomos pode desempenhar o papel de laser fotoassociador, pois sua freqüência se encontra deslocada para o vermelho da transição de aprisionamento, o que é primordial para que o processo de fotoassociação ocorra.

Apesar das moléculas produzidas pelo processo de fotoassociação serem moléculas excitadas, após um certo intervalo de tempo (~ 10 - 30 nanossegundos) essas moléculas podem decair para o estado eletrônico molecular fundamental. Nosso objetivo aqui é justamente estudar essas moléculas que decaem para o estado fundamental, por se tratarem de moléculas estáveis. Sendo assim, após a produção das moléculas no estado fundamental o próximo passo é detectá-las, essa detecção é possível através do processo de fotoionização, onde através da absorção de dois fótons a molécula é ionizada e posteriormente coletada por um detector de íons[3], os processos de fotoassociação e fotoionização estão representados na figura (4.1).

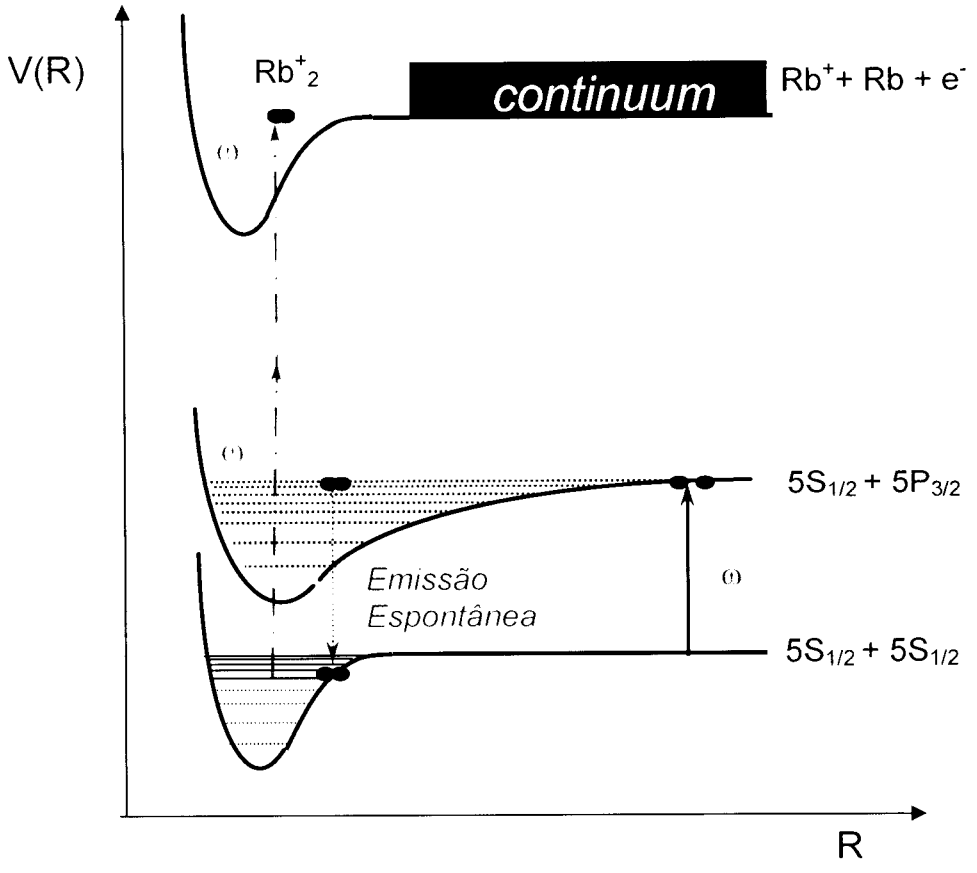


Figura 4.1 *– Inicialmente o par atômico é fotoassociado pelo laser de aprisionamento fazendo uma transição free-bound. No estado excitado os pares que sobreviverem até a região de curto alcance (alguns nanossegundos) poderão decair espontaneamente o estado molecular fundamental, e após o decaimento para o estado fundamental é que as moléculas serão ionizadas.*

Os íons produzidos pelo processo de absorção de dois fótons estavam submetidos a um campo de alta tensão, de maneira a serem acelerados em direção ao detector de íons. Os íons coletados pelo detector eram observados através da técnica de tempo-de-vôo[4], como mostra a figura (4.2), o primeiro pico é referente aos íons atômicos e o segundo aos íons moleculares. Considerando a mesma temperatura para átomos e moléculas no MOT, podemos determinar a partir da equação abaixo qual é a diferença de tempo entre os íons atômicos e moleculares ao chegarem ao detector.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

$$\frac{1}{2}m_{Rb}v_{Rb}^2 = V(R) = \frac{1}{2}m_{Rb_2}v_{Rb_2}^2 \Rightarrow m_{Rb}\left(\frac{\Delta x}{\Delta t_{Rb}}\right)^2 = m_{Rb_2}\left(\frac{\Delta x}{\Delta t_{Rb_2}}\right)^2$$

$$\frac{\Delta t_{Rb_2}^2}{m_{Rb_2}} = \frac{\Delta t_{Rb}^2}{m_{Rb}} \Rightarrow \Delta t_{Rb_2} = \sqrt{\frac{m_{Rb_2}}{m_{Rb}}}\Delta t_{Rb}\,, \qquad \text{como} \quad m_{Rb_2} = 2m_{Rb}$$

$$\boxed{\Delta t_{Rb_2} = \sqrt{2}\Delta t_{Rb}} \tag{4.1}$$

A relação (4.1) nos confirma que os íons moleculares demoram um tempo maior para chegar até o detector, o que já era intuitivamente esperado que íons mais pesados demorassem um tempo maior para chegar até o detector.

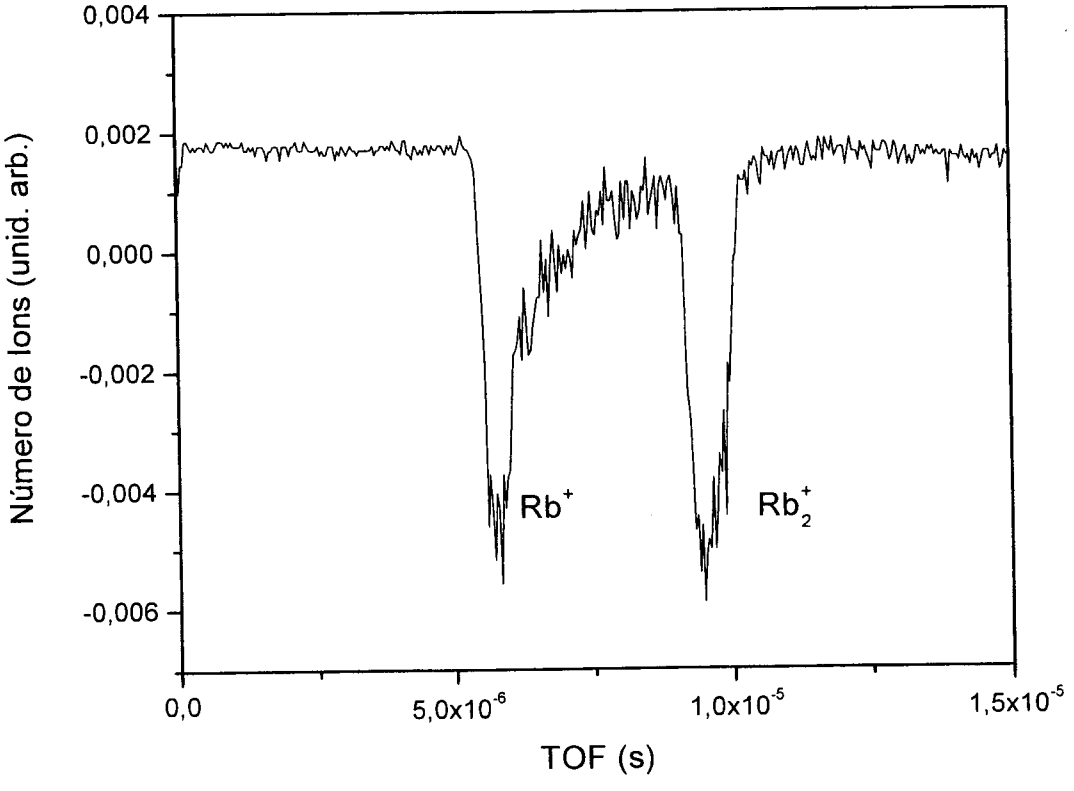


Figura 4.2 – Espectroscopia de massa obtida pela técnica de tempo de vôo.

Realizamos uma medida simples para verificarmos se realmente o nosso processo de ionização estava ocorrendo pela absorção de dois fótons. A figura (4.3), nos mostra como varia a produção do número de íons como função da potência do laser de ionização. Como podemos observar, o número de íons produzidos cresce com uma dependência quadrática como função da potência do laser ionizador, e esse comportamento vem a confirmar que a ionização está acontecendo pelo processo de absorção de dois fótons.

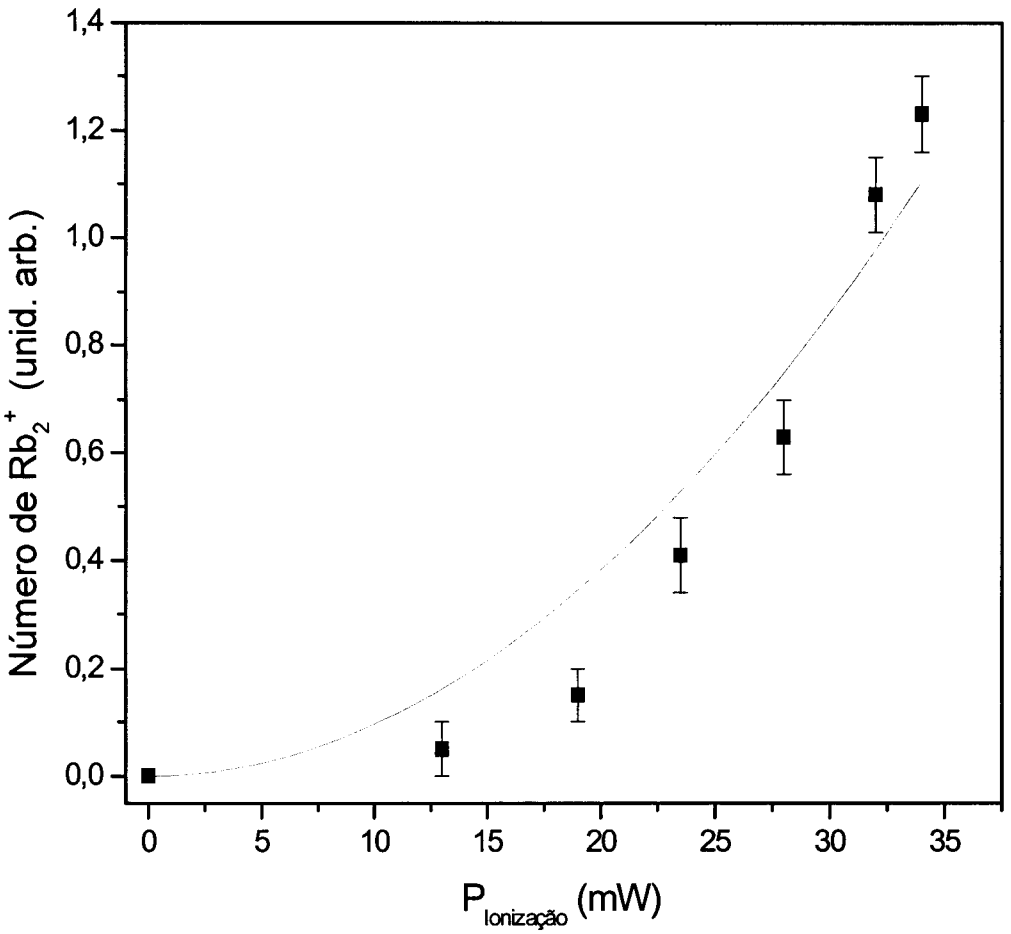


Figura 4.3 *– Variação do número de íons como função da potência do laser de ionzação.*

Como afirmamos no início desse capítulo, acreditamos que em nossa armadilha, o processo de colisão entre dois átomos está sendo o responsável pela formação molecular. Portanto, apresentaremos a seguir uma breve discussão a respeito de como elucidar se o processo de formação molecular está ocorrendo por colisões envolvendo dois ou três corpos[5].

Assumindo que a formação molecular está sendo via colisões dois corpos (binárias), o processo de formação molecular será regido pela seguinte equação de taxa (4.2), já se for um processo de três corpos será regido pela equação (4.3):

$$\frac{1}{V}\frac{dI}{dt} = K_2 n^2 \tag{4.2}$$

$$\frac{1}{V}\frac{dI}{dt} = K_3 n^3 \tag{4.3}$$

Onde V é o volume, n é a densidade da amostra atômica, I é o número de íons e K_2 e K_3 são as constantes de taxas para o processo de dois e três corpos respectivamente.

Desenvolvendo um pouco mais essas equações, como mostramos abaixo, podemos concluir que se obtivermos uma dependência linear da taxa de íons versus a densidade da amostra multiplicada pelo número de átomos, esse comportamento se trata de um processo de dois corpos, ou um processo de três corpos se a dependência for quadrática, como mostram respectivamente as equações (4.4) e (4.5):

$$\frac{dI}{dt} = K_2 N n \tag{4.4}$$

$$\frac{dI}{dt} = K_3 N n^2 \tag{4.5}$$

Sendo assim, ao observarmos a medida do sinal iônico como função da densidade atômica vezes número de átomos, podemos determinar qual é o processo envolvido na formação molecular na nossa armadilha.

Como podemos observar na figura (4.4), os resultados obtidos confirmam a formação molecular devido à colisão de dois corpos, pois obtivemos um comportamento linear da variação do taxa de íons como função da densidade atômica vezes o número de átomos aprisionados. Onde a variação da densidade e do número da amostra é conseguida variando o gradiente do campo magnético da armadilha usado no processo de aprisionamento.

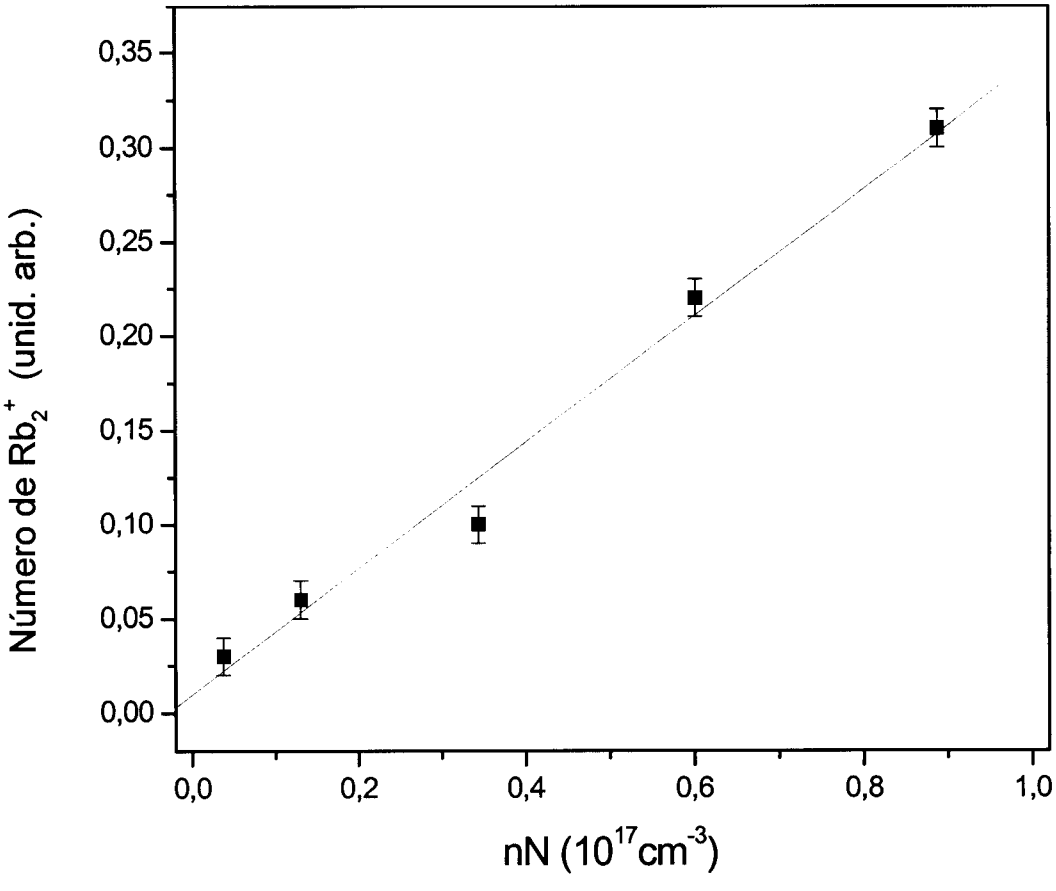


Figura 4.4 – Variação do número de íons como função da densidade atômica e número de átomos aprisionados.

Essa confirmação realizada por nós, vem se contrapor aos resultados obtidos por Gabannini e colaboradores[5], que associaram a produção de $^{85}Rb_2$ no MOT a um processo de três corpos. Naquele experimento, os pesquisadores produziram dímeros ^{85}Rb e ^{87}Rb, e eles reportaram que apenas no caso do ^{85}Rb era observado a produção de dímeros intrinsecamente no MOT, já no caso do ^{87}Rb era necessário a adição de um laser extra para produzir os dímeros. Sendo assim, esses pesquisadores associaram a produção dos dímeros $^{85}Rb_2$ intrínsecos no MOT ao processo de três corpos.

Em experimentos anteriores, o nosso grupo realizou medidas na amostra de ^{87}Rb e observou-se a produção de dímeros $^{87}Rb_2$ intrinsecamente no MOT[6], mais uma vez contrariando os resultados obtidos pelo grupo italiano acima citado. Vale a pena ressaltar, que o laser por nós utilizado no aprisionamento atômico foi um laser Ti:Safira que teve uma potência média de 400 mW, enquanto o grupo italiano realizou o aprisionamento com um laser de diodo com uma potência média de apenas 50 mW. Por isso, acreditamos que a baixa eficiência no processo de formação molecular observada pelo grupo italiano esteja relacionada à baixa potência do laser de aprisionamento. Atualmente esses pesquisadores admitem que a produção de dímeros de Rb no MOT seja por colisões binárias[7].

Como acabamos de mostrar, as moléculas foram formadas via colisões binárias, portanto podemos determinar o valor da constante de taxa de formação molecular, K_2, apresentada na equação (4.2). Podemos observar naquela equação que a formação molecular depende do volume e da densidade atômica da região de intersecção entre a nuvem atômica e o feixe laser ionizador. No nosso experimento expandimos o feixe laser ionizador de maneira que o pulso ionizante incidisse sobre toda a nuvem atômica, de modo que a densidade e o volume a serem considerados na

determinação da taxa de formação molecular é a densidade e o volume da própria amostra aprisionada.

Nós consideramos a seguinte equação para determinarmos a taxa de produção molecular:

$$\frac{d[Rb_2]}{dt} = \frac{\frac{n^{\circ} Ions}{Pulso}}{tempo(\text{int}.laser)} * \frac{1}{\eta} \qquad (4.6)$$

Onde o tempo considerado no denominador é o tempo que após ser produzida a molécula, a mesma interage com o laser pulsado (~ 3 ms), e η é a eficiência da detecção molecular (~ 0,2).

O nosso detector de íons apresenta um tempo médio de resposta de aproximadamente 10 ns para um único íon, isto foi determinado experimentalmente e concorda com as especificações do fabricante. Observamos na figura (4.2), que a largura do pico molecular é de aproximadamente 1,25 μs, assim temos que a nossa produção molecular é da ordem de 125 moléculas/pulso. Para esse caso, obtivemos uma taxa de formação molecular de aproximadamente 2 x 10^5 moléculas/segundo, resultado que está em total acordo com o valor da literatura(~ 1,3 x 10^5 moléculas/segundo)[8]. Substituindo esse valor, juntamente com os valores de volume (~ 2 x 10^{-2} cm^3) e densidade (~ 7,45 x 10^9 cm^{-3}) na eq. (4.2), determinamos a constante de formação molecular para o Rb_2:

$$\boxed{K_2 = 1,8x10^{-13} cm^3 / s}$$

A fim de observar o comportamento dessa taxa de formação molecular como função da intensidade da luz de fotoassociação, nós variamos a intensidade do feixe laser de aprisionamento e medimos a taxa de formação molecular para cada valor de intensidade, como mostrado na figura (4.5). Esse tipo de medida já tinha sido realizado

no caso das moléculas de Na_2^+ [9], e o resultado obtido por nós é bastante semelhante ao resultado reportado no caso do Na_2^+.

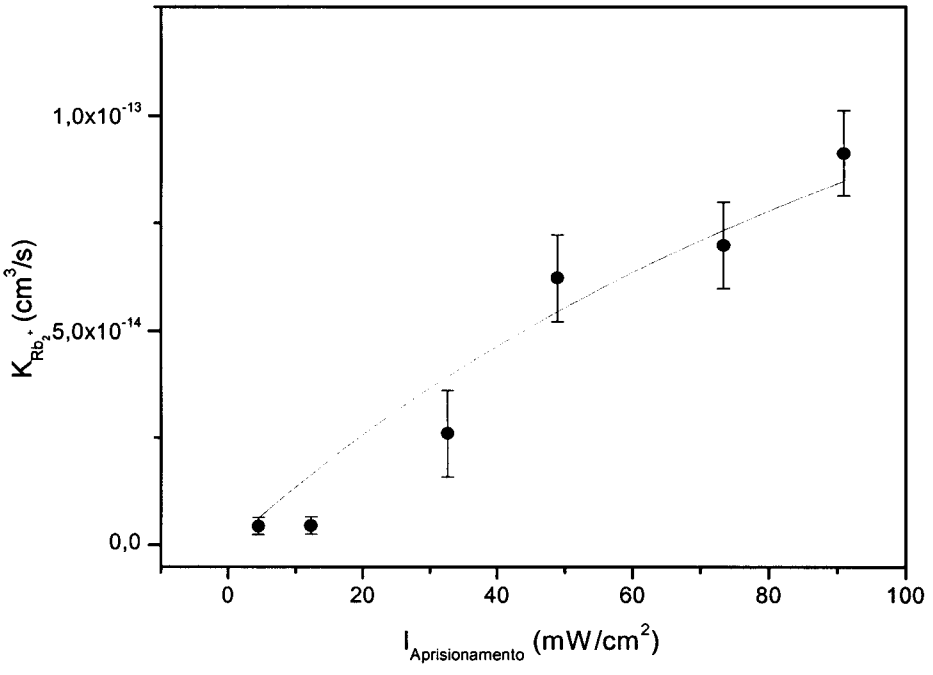


Figura 4.5 *– Variação da constante de formação molecular como função do laser de aprisionamento, onde essa constante mostra um comportamento linear para a região de baixas intensidades e uma tendência a saturar para a região de altas intensidades.*

O ajuste da curva acima foi feito apenas levando em consideração a taxa de excitação proveniente do laser de aprisionamento, ou seja, como varia a taxa de excitação como função da intensidade do laser de aprisionamento, onde essa taxa está representada na equação (4.7). Esse resultado nos mostra que a taxa de formação molecular está intimamente dependente da quantidade de pares atômicos que estão sendo fotoassociados pelo laser de aprisionamento, e que fotoassociação é um processo induzido pela absorção de um fóton.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

$$T_0 = \frac{I_0/I_s}{1+4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 + I_0/I_s} \tag{4.7}$$

Onde I_0 e Δ representam a intensidade e dessintonização do laser de aprisionamento respectivamente; I_s é a intensidades de saturação; Γ representa a largura de linha da transição atômica. Para o Rb, $I_s = 1{,}64 mW/cm^2$ e $\Gamma = 5{,}98 MHz$. No ajuste mostrado acima, o laser de aprisionamento estava 30 MHz dessintonizado para o vermelho.

Os nossos resultados estão perfeitamente em concordância com resultados experimentais e predições teóricas[10], onde um comportamento linear de K_2 é observado para baixas intensidade, e uma saturação em seu valor é esperado na região de altas intensidades[11]. Recentemente, esse mesmo comportamento foi observado no processo de fotoassociação realizado em um BEC de ^{7}Li por Prodan e colaboradores[12], onde uma alta constante de formação molecular foi medida *(~ K_2 = 2,2 x 10^{-8} cm^3/s)*, por se tratar de uma amostra altamente densa.

IV.2 – Fotoassociação Induzida pelo Laser de Prova Sintonizado nas Linhas D1 e D2

Para a realização desse experimento foi necessária a introdução de um laser extra no nosso sistema experimental, onde esse laser é chamado de laser de prova ou laser de fotoassociação. As moléculas de Rb_2 produzidas e estudas nesta seção, são produzidas única e exclusivamente pela ação do laser de fotoassociação.

O comportamento linear da curva apresentada na figura (4.6), sinal de íons versus potência do laser de prova, mostra que a fotoassociação em nosso experimento é um processo induzido pela absorção de um fóton, ou seja, tem uma dependência linear como função da potência (intensidade) do laser de fotoassociação, na região de baixas potências.

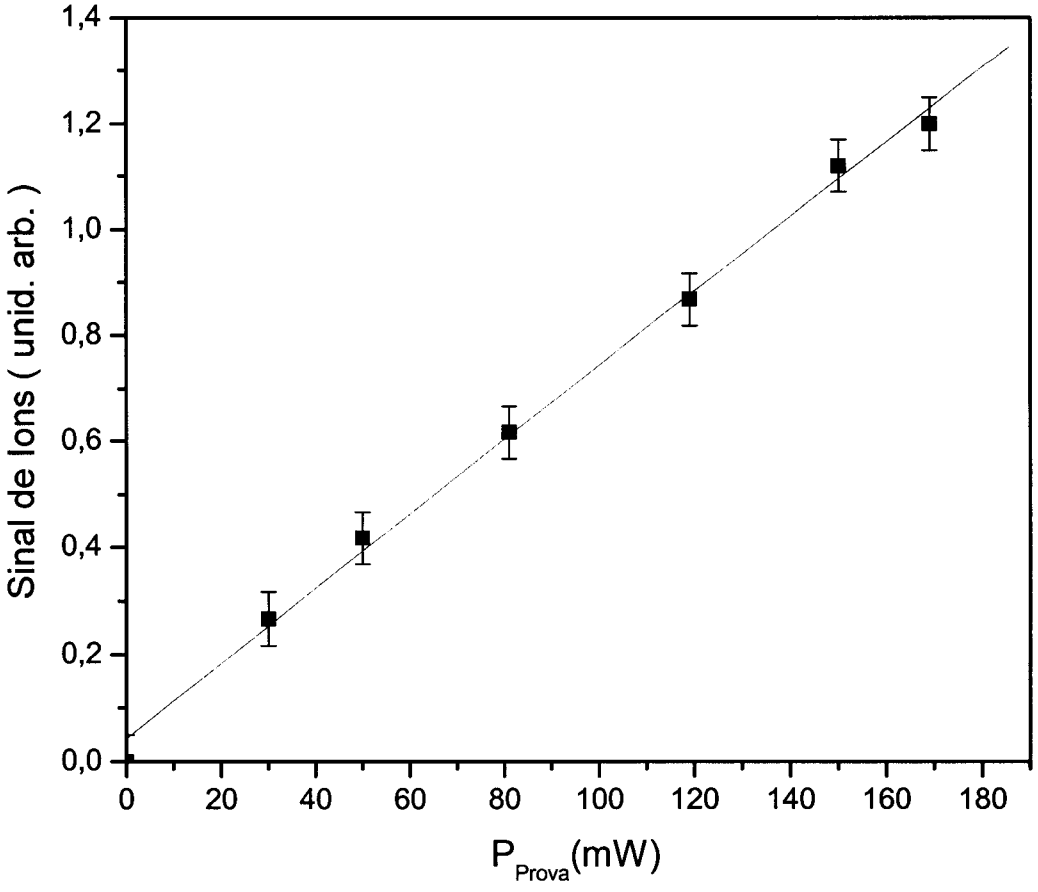


Figura 4.6 *– Variação do número de íons produzidos como função da potência do laser de prova sintonizado na linha D2, onde observamos um comportamento linear, o que o esperado para região de baixas potências.*

O nosso objetivo é determinar a taxa de formação molecular sintonizando o laser de prova tanto na linha D1 quanto na linha D2. Essa sintonização foi facilmente conseguida pois, como já dissemos, o laser utilizado como prova foi um laser de

Ti:Safira (Coherent – 899), sendo esse facilmente sintonizado em ambas as linhas. A figura (4.7) nos mostra duas curvas obtidas com as mesmas condições experimentais, sendo uma com o feixe laser de prova sintonizado na linha D1 e a outra na linha D2.

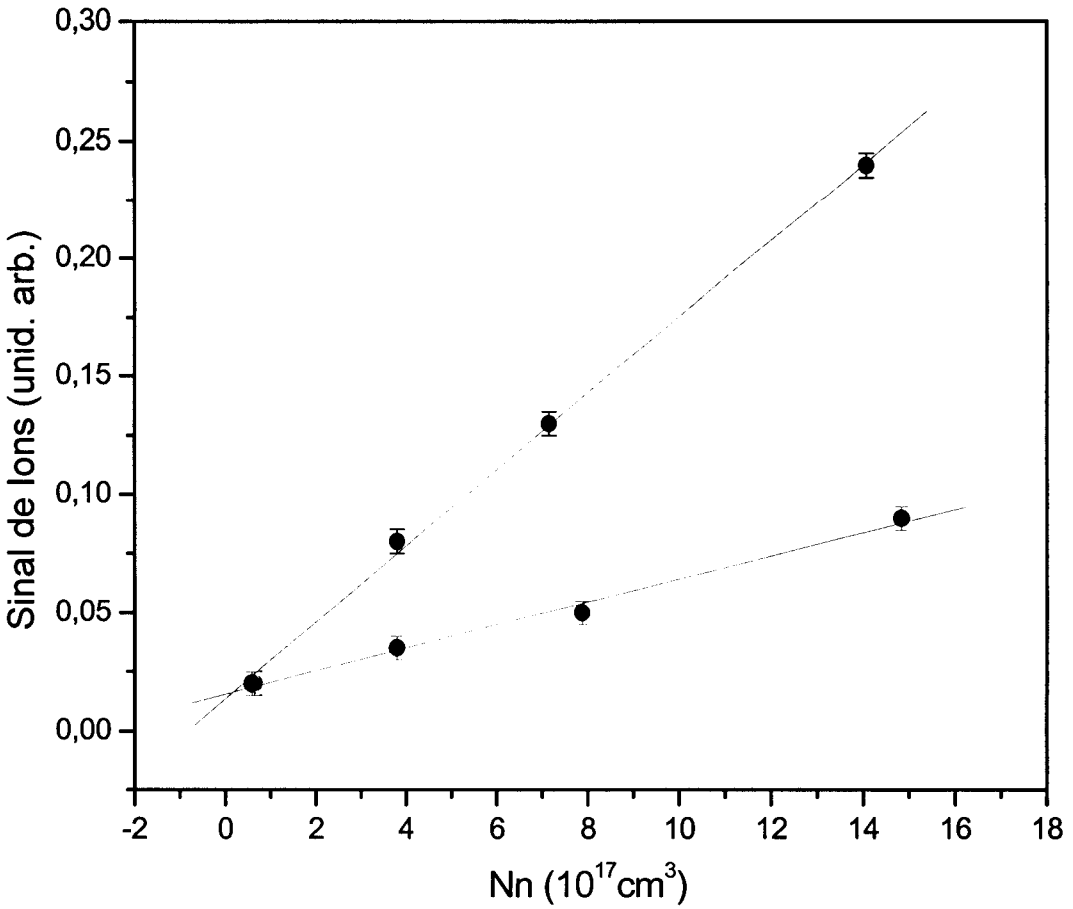


Figura 4.7 *– Variação do número de íons como função da densidade atômica e número de átomos aprisionados, onde o coeficiente angular dessas retas representa a constante de formação molecular. Os pontos pretos representam a variação na linha D2 e os pontos vermelhos na linha D1.*

A partir da análise da equação (4.4), concluímos que o coeficiente angular das retas mostradas acima nos dá justamente a informação referente à constante de formação molecular. Sendo assim, podemos concluir que a taxa de formação molecular na linha D2 é aproximadamente 3,3 ± 0,4 vezes maior que na linha D1. Essa

observação possivelmente está relacionado com o fato da intensidade de transição ser maior (o dobro) na linha D2 que na linha D1, além de existir um maior número de estados possíveis de serem acessados na transição D2.

A mesma medida mostrada acima, foi realizada para diferentes intensidades do laser de aprisionamento, e a razão entre as constantes de formação mostrou ser constante como mostrado na figura (4.8).

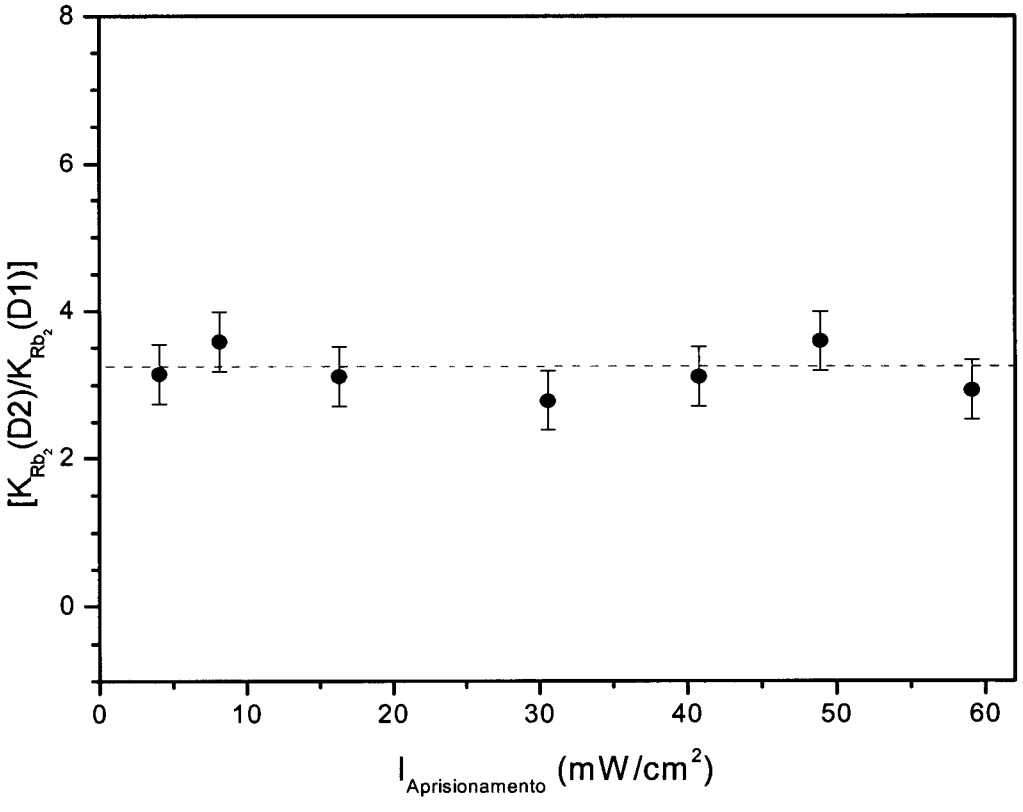


Figura 4.8 – Razão entre as constantes de formações moleculares da linha D2 e D1.

Estudos comparando as perdas geradas em um MOT (*trap loss*) devido exclusivamente a introdução de um feixe laser de catálise na linha D1 e na linha D2, foi explorado por Marcassa e colaboradores[13]. Onde foi observado por esses pesquisadores uma maior perda na armadilha quando o feixe de prova estava

sintonizado na linha D2. Essa maior perda observada estava associada às possíveis perdas referentes à mudança de estrutura fina quando o par atômico estava colidindo na linha D2[14], uma vez que esse processo de perda não ocorre para pares atômicos colidindo na linha D1.

Com o objetivo de fazermos uma espectroscopia molecular de fotoassociação, a freqüência do laser de prova foi deslocada para o vermelho da transição de aprisionamento (dezenas de GHz), onde nosso objetivo era acessar os estados ligados rovibracionais do estado eletrônico excitado molecular. Para obter esse espectro, o primeiro passo foi construir uma célula de iodo, para obtermos um sinal de referência a partir da absorção da mesma.

Isso foi necessário, pois o laser de prova nos possibilitava fazer uma varredura em freqüência de no máximo 20 GHz, portanto, para realizarmos uma espectroscopia acima de 20 GHz tínhamos que realizar várias varreduras e depois juntar os espectros. Assim, para iniciarmos uma nova varredura exatamente do ponto que parou uma anterior, era necessário um sinal de referência para nos guiar. A figura (4.9) mostra o sinal de absorção obtido pela espectroscopia da célula de iodo (cor azul), o outro espectro é referente ao sinal de absorção saturada da célula de rubídio (cor vermelha), que também utilizávamos como referência.

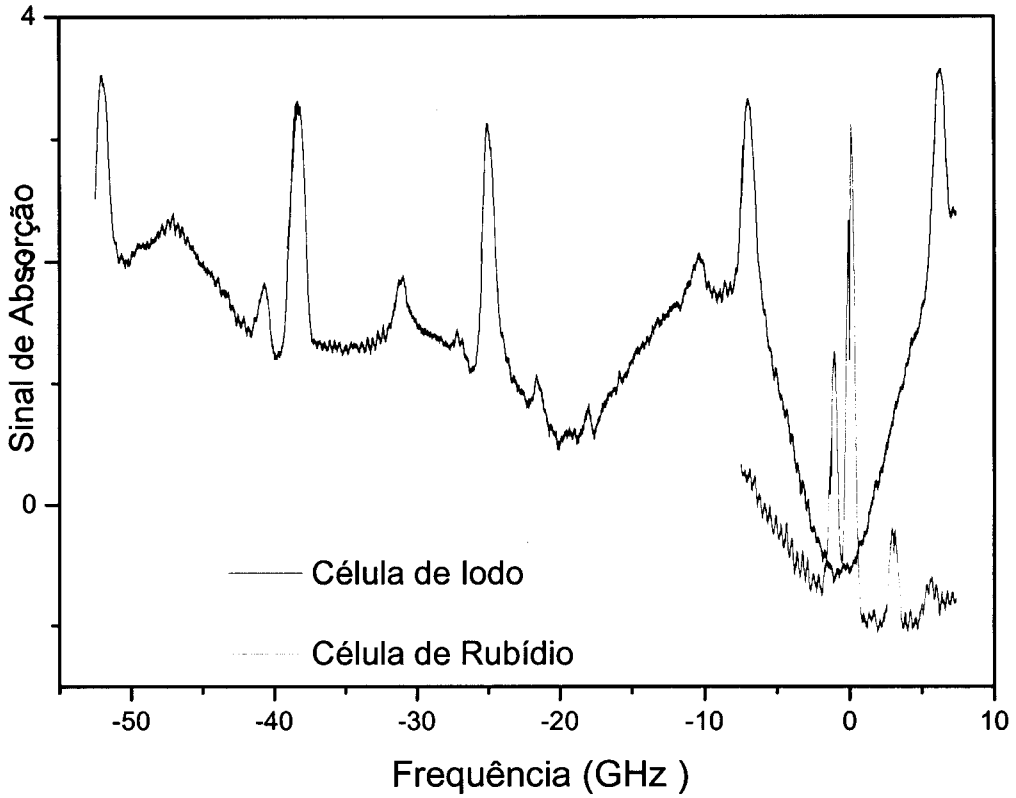


Figura 4.9 – Sinais de referência utilizados durante a realização da espectroscopia de fotoassociação.

Utilizamos um programa desenvolvido no software Labview, para acompanharmos simultaneamente o sinal de íons e o sinal da célula de iodo, durante a varredura em freqüência do feixe laser de prova. Fazendo essa varredura, esperávamos obter o espectro rovibracional do estado excitado da molécula $^{85}Rb_2$, pois à medida que a freqüência do laser de prova é varrida, o sinal de íons produzidos aumentará significativamente quando a freqüência do laser de prova for ressonante com os níveis rovibracionais, como representado na figura (4.10).

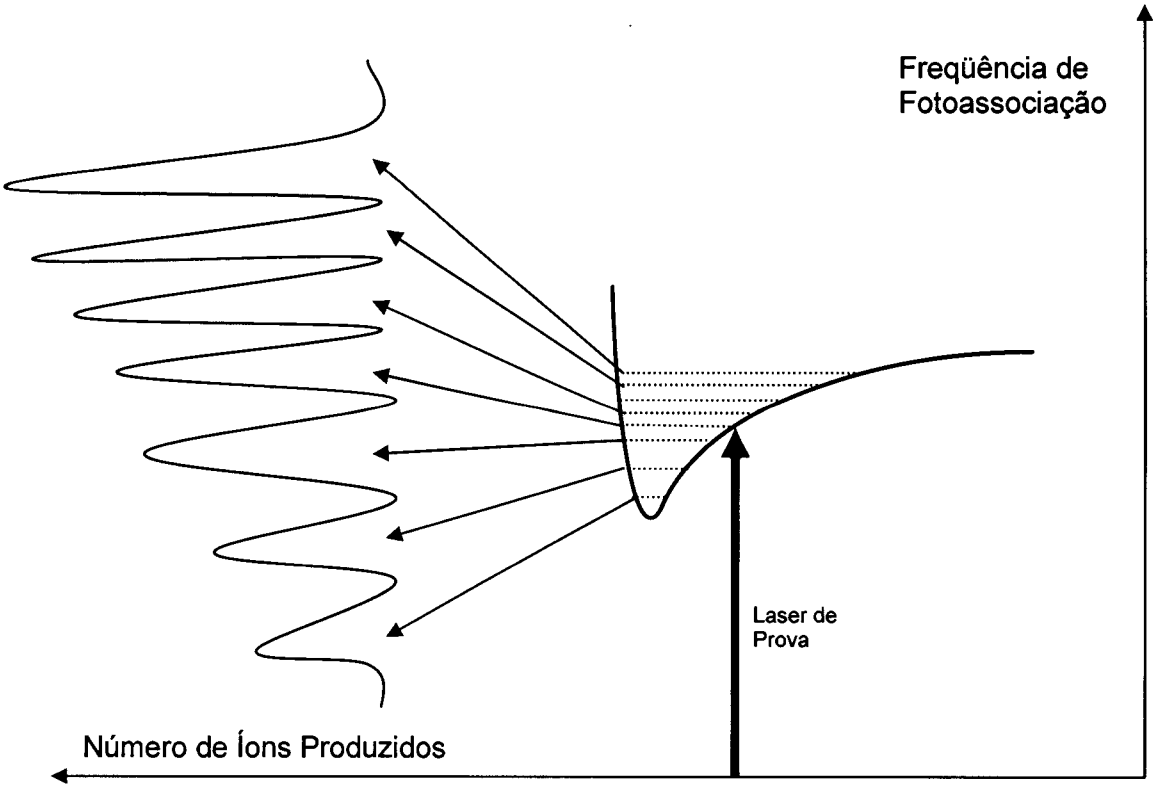


Figura 4.10 – Representação esquemática da espectroscopia de fotoassiação. À medida que o laser de prova fica ressonante com um determinado nível vibracional e/ou rotacional, observaremos um aumento na produção de íons.

Porém, nas primeiras medidas realizadas, conseguimos apenas observar o comportamento geral de como varia a produção do número de íons como função da freqüência do laser de prova, ou seja, não obtivemos sucesso na determinação dos estados ligados da molécula Rb_2. A figura (4.11) mostra como varia a produção de moléculas Rb_2 como função da desintonização (Δ) do laser de fotoassociação.

Iremos nos concentrar agora, nas diferenças concernentes a espectroscopia realizada nas linhas D1 e D2. Como podemos observar, a produção de moléculas aumenta muito mais rapidamente quando o laser de fotoassociação se encontrar sintonizado na linha D2, à medida que a freqüência do mesmo se aproxima da freqüência de ressonância atômica.

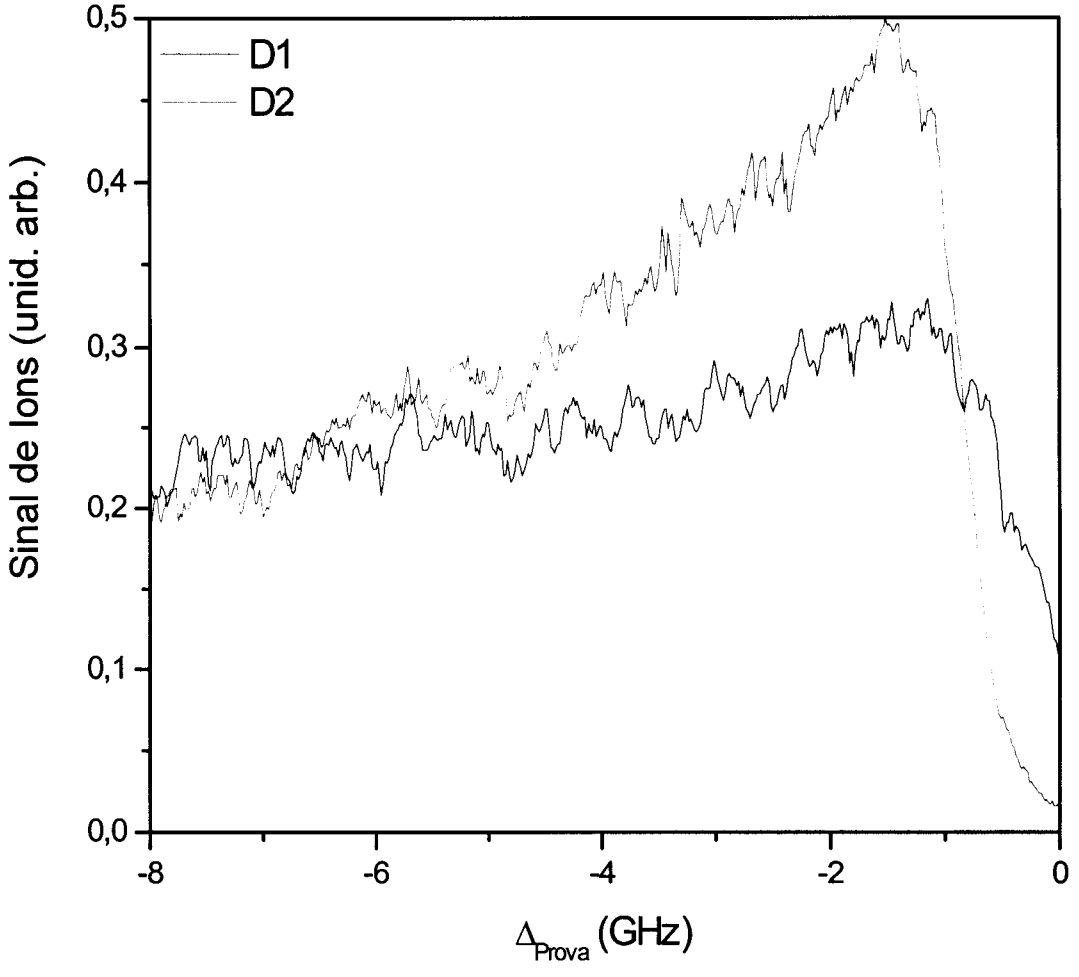


Figura 4.11 *– Variação do número de íons como função da desintonização do laser de prova, observamos comportamentos diferentes quando fotoassociamos os átomos com a freqüência na linha D1 e D2. A curva em vermelho representa a variação na linha D2 e a curva em azul na linha D1.*

Observamos que o aumento da produção de íons como função da desintonização do laser de prova é proporcional a Δ^{-2} quando o laser está quase ressonante com a linha D2, e proporcional a $\Delta^{-1,4}$ quando fazemos a mesma varredura

com o laser quase ressonante com a linha D1. Esses resultados foram obtidos a partir dos ajustes mostrados na figura (4.12).

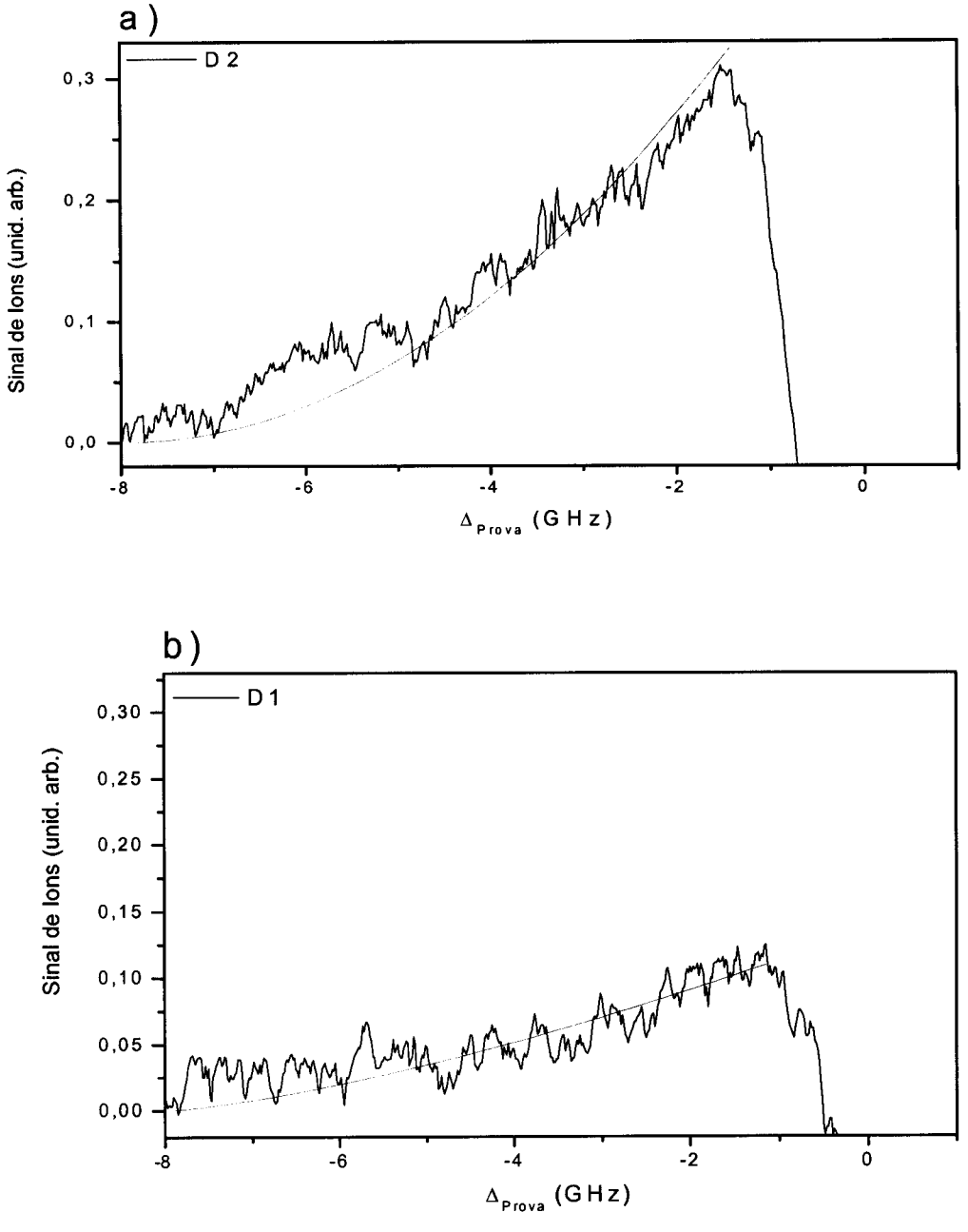


Figura 4.12 *– Ajustes realizados nas curvas experimentais para determinar como varia a subida do numero de íons produzidos como função da desintonizalçao do laser de prova.*

Nossos resultados estão em concordância com as previsões teóricas realizadas por M. Vatasescu e colaboradores [15] e P. Pillet e colaboradoes [8], onde em um regime pertubativo ($N_M << N_A$, onde N_M é o número de moléculas produzidas e N_A é número de pares atômicos livres), que é justamente o regime em que encontra-se o nosso caso, a taxa de fotoassociação será proporcional a $\Delta^{-(4J+7)/6}$, o que nos leva a uma dependência proporcional a $\Delta^{-2,16}$ para linha D2 *(J = 3/2)*, e a $\Delta^{-1,5}$ para linha D1 *(J = 1/2)*.

IV.3 – Dependência da Fotoassociação na Presença de Dois Campos de Luz

Um outro aspecto que exploramos nesse sistema foi estudar como ocorre a variação da constante de formação molecular como função da intensidade da luz de aprisionamento fixando o valor da intensidade do laser de prova, onde determinamos a eficiência de produção molecular induzida pelo laser de prova variando a intensidade do laser de aprisionamento.

Como podemos ver na figura (4.13), à medida que a intensidade do feixe laser de aprisionamento aumenta, observamos um aumento no valor da constante de formação molecular de zero até aproximadamente 16 mW/cm^2, onde chega a um valor máximo, e a partir deste valor a constante de formação começa a diminuir como função da intensidade do laser de aprisionamento. Onde ressaltamos mais uma vez, que a intensidade da luz do feixe de fotoassociação permaneceu constante durante todo esse experimento.

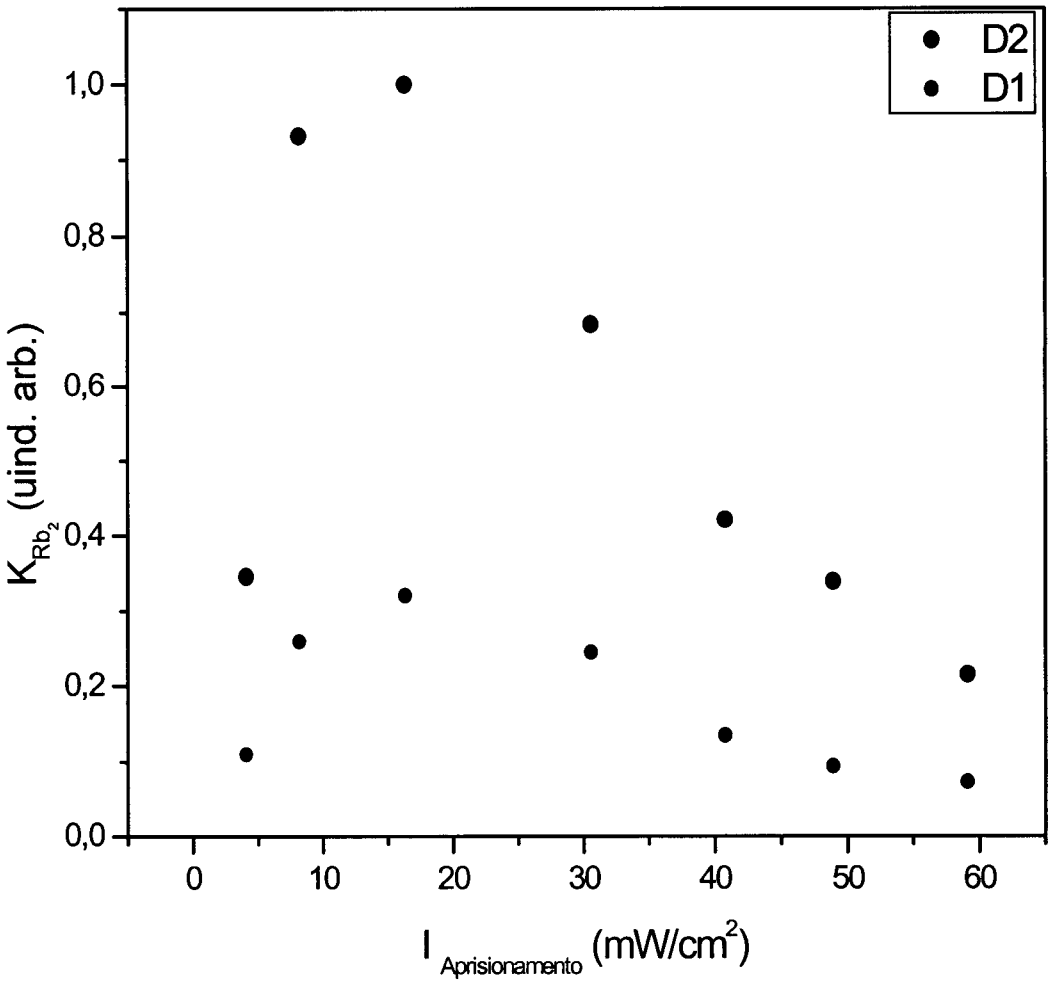


Figura 4.13 – Variação da constante de formação molecular como função da intensidade do laser de aprisionamento. Os pontos pretos representam a variação na linha D2 e os pontos vermelhos na linha D1.

O comportamento acima citado, ocorre para ambas as linhas, e a diferença relativa entre as constantes de formação molecular se mostra ponto a ponto consistente com o valor medido na seção **IV.2**.

Nós acreditamos que esse comportamento é devido à existência de uma competição entre a fotoassociação induzida pelo laser de prova e a fotoassociação induzida pelo laser de aprisionamento, como mostraremos na discussão a seguir.

Um significativo aumento do fluxo de pares atômicos colidindo em curtas distâncias internucleares, induzido pela excitação de um laser sintonizado na região de grandes separações internucleares, foi observado por V. Sanchez-Villicana e colaboradores[16]. A partir das idéias desenvolvidas no trabalho citado é que explicaremos o resultado observado por nós.

As características das colisões ultrafrias induzidas por luz laser, pode ser entendida qualitativamente a partir do modelo Gallagher-Pritchard [17]. Quando dois átomos no estado fundamental estão colidindo na presença de luz laser (freqüência ω), sintonizada abaixo da ressonância de transição atômica (freqüência ω_0), o par pode ser excitado para um potencial atrativo como mostrado na figura (4.14). Se a desintonização ($\Delta = \omega - \omega_0$) é negativa, o potencial de interação dipolo-dipolo atrativo $U = -C_3 / R^3$ é ressonante no ponto Condon $R = \left(-C_3 / \hbar\Delta\right)^{1/3}$, isso nos mostra claramente que diferentes freqüências de fotoassociação estarão fotoassociando os átomos em diferentes separações internucleares. Uma vez excitado, os átomos inicialmente lentos (estado fundamental) serão acelerados, ganhando energia cinética no novo potencial. Como o par atômico no estado excitado tem um tempo de vida finito (~ nanosegundos), o par pode retornar para o estado fundamental antes de alcançar regiões de curto alcance, e ao retornar ao estado fundamental o mesmo terá uma velocidade maior do que inicialmente quando foi excitado. Sendo assim, chegando um maior número de pares atômicos por unidade de tempo na região de curto alcance.

A figura (4.14), mostra um efeito cooperativo entre as colisões induzidas por dois lasers. O primeiro laser (laser de aprisionamento) estava sintonizado (~10 MHz para o vermelho) próximo da freqüência de ressonância atômica, excitando um grande número de pares atômicos e causando uma significativa aceleração do par antes da emissão espontânea acontecer. O segundo laser (laser de Catálise), sintonizado bem abaixo da ressonância atômica (~ 10 GHz para o vermelho), intercepta esse aumento do fluxo atômico que foi induzido pelo primeiro, e os reexcitam.

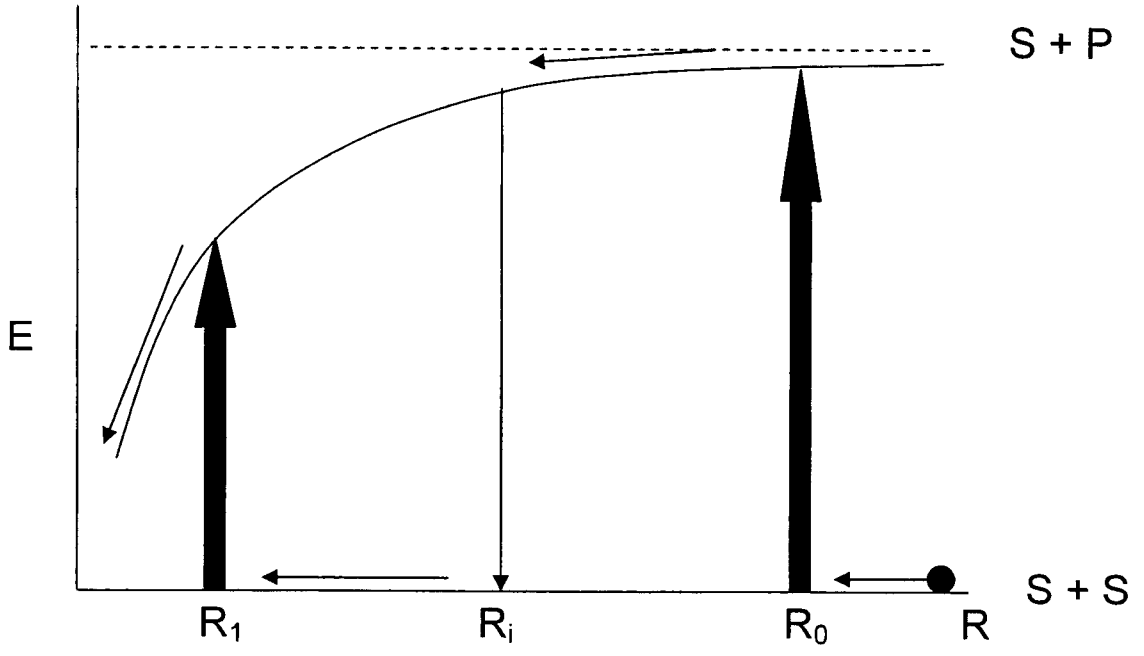


Figura 4.14 – Representação esquemática da participação de dois lasers no processo de fotoassociação, onde em R_0 está sintonizado o laser de aprisionamento e em R_1 o laser de prova.

O que fizemos no nosso experimento foi variar a intensidade do laser de aprisionamento, mantendo a intensidade do laser de catálise fixa, e observamos apenas as moléculas que foram fotoassociadas pelo laser de catálise.

Como mostramos na figura (4.14), inicialmente à medida que aumentamos a intensidade do laser de aprisionamento, estaremos aumentando o fluxo do número de átomos que chega até o laser de catálise, como explicado acima. E por isso

observamos um aumento na constante de formação molecular. Porém, isso acontece até um determinado ponto de intensidade e depois a constante começa a diminuir o seu valor. Isso nós mostra claramente que a partir desse ponto o fluxo de átomos que chega no laser de catálise começa diminuir. Associamos essa diminuição, ao fato de que ao aumentamos a intensidade do laser de aprisionamento existe um alargamento por potência da transição induzida pelo laser, fazendo com que um par atômico que foi excitado e decaiu para o estado fundamental, possa ser novamente excitado pelo próprio laser de aprisionamento, não deixando assim que esse par alcance a região de interação do laser de prova.

E foi baseado nessas duas idéias que elaboramos um modelo simplificado para simular como varia o fluxo do número de pares atômicos que chegam até o laser de prova como função da intensidade do laser de aprisionamento. A seguir descreveremos brevemente o modelo que utilizamos.

Os pares atômicos que estão na região de interação do laser de aprisionamento $R_0 = \left(-C_3/\hbar\Delta\right)^{1/3}$, serão excitados a uma taxa dada por:

$$T_0 = \frac{I_0/I_s}{1+4\left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)^2 + I_0/I_s} \tag{4.8}$$

Onde I_0 e Δ representam a intensidade e desintonização do laser de aprisionamento respectivamente; I_s é a intensidades de saturação; Γ representa a largura de linha da transição atômica.

Sob a ação do potencial excitado os pares atômicos serão acelerados, por se tratar de um potencial atrativo, irão ganhar energia cinética. Porém, esses pares irão

interagir por um tempo finito no potencial excitado, onde esse tempo pode ser determinado a partir da equação clássica da conservação de energia:

$$E_c = E_p \Rightarrow \frac{1}{2}\mu v^2 = C_3\left(\frac{1}{R_i^3} - \frac{1}{R_0^3}\right) \tag{4.9}$$

onde μ é a massa reduzida do par atômico, e R_i é a distancia internuclear no qual o par atômico ira decair para o estado fundamental. É importante notar que a equação (4.9) considera que a colisão inicia com o par atômico partindo do repouso. Portanto, temos que o tempo de vida no estado excitado é dado por:

$$\frac{dR}{dt} = \left[\frac{2C_3}{\mu}\left(\frac{1}{R_i^3} - \frac{1}{R_0^3}\right)\right]^{1/2} \Rightarrow t = \int_{R_0}^{R_i}\left[\frac{\mu}{2C_3}\left(\frac{1}{R_i^3} - \frac{1}{R_0^3}\right)\right]^{-1/2} dR \tag{4.10}$$

Sendo assim, o fluxo total de pares atômicos que chegam até $R_1 = \left(-C_3 / \hbar\Delta_{prova}\right)^{1/3}$ (região de interação com o laser de prova) é dado pela seguinte equação:

$$Fluxo(R_1) = T_0 \int_{R_0}^{R_1}\left(1 - e^{-\Gamma t}\right)\left(1 - T_1\right) dR \tag{4.11}$$

Onde o primeiro termo da integral é a fração de átomos que irá decair entre R_0 e R_1 após a excitação, e o segundo termo leva em consideração uma possível reexcitação do par atômico pelo laser de aprisionamento, onde esse termo é definido como:

$$T_1 = \frac{I_0/I_s}{1 + \frac{4}{\Gamma^2}\left(\Delta - \frac{C_3}{R^3}\right)^2 + I_0/I_s} \tag{4.12}$$

O resultado da simulação obtida por esse modelo, esta mostrado na figura (4.15), e para a realização da simulação utilizamos os seguintes valores: $\Gamma = 5{,}98 MHz$,

$C_3 = 18,4ua$, $I_s = 1,64mW/cm^2$, $\Delta_{Apris} = 10MHz$ e $\Delta_{prova} = 10GHz$. Onde esses dois últimos valores, correspondem exatamente aos valores experimentais que utilizamos.

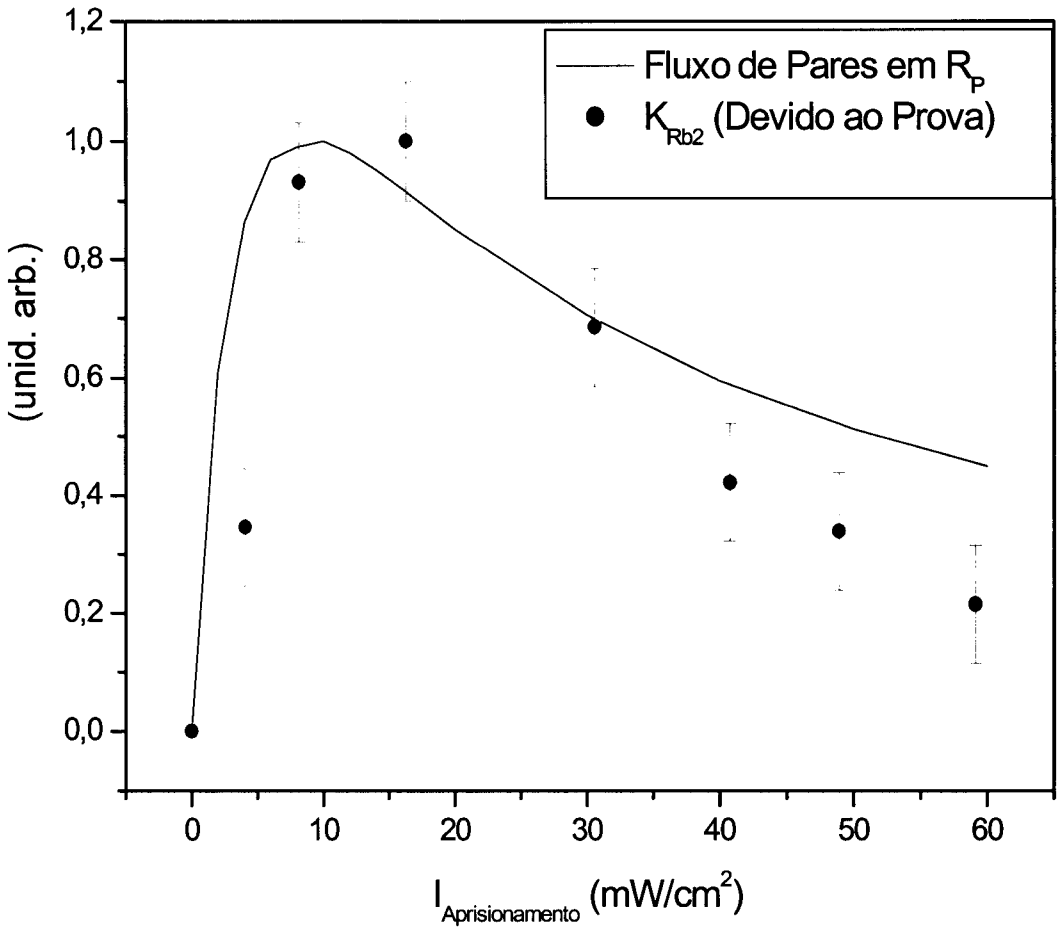


Figura 4.15 – Comparação entre o fluxo de átomos que chega na região de fotoassociação do laser de prova e a variação da constante de formação molecular.

Esse resultado mostra que a constante de formação molecular é diretamente proporcional ao número de pares atômicos que chega na região do laser de fotoassociação como previsto teoricamente[11].

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

[1] H. R. Thorsheim, J. Weiner e P. S. Julienne, Phys. Rev. Lett. **58**, 2420 (1987).

[2] B. D. Ersy, C. H. Greene e P. Bruker Jr., Phys. Rev. Lett. **83**, 1751 (1999).

[3] M. W. Mancini, *Produção de Moléculas Frias Heteronucleares no Estado Fundamental.* São Carlos, (2003). Tese de Doutorado – IFSC – USP.

[4] A. J. Kerman, J, M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman e D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **92**, 153001 (2004).

[5] C. Gabbanin, A. Fioretti, A. Lucchesini, S. Gozzini and M. Mazzoni, Phys. Rev. Lett. **84**, 2814 (2000).

[6] G. D. Telles. *Estudos de Colisões Atômicas Ultrafrias: Mecanismo de Perdas e Espectroscopia de Fotoassociação.* São Carlos, (2002). Tese de Doutorado – IFSC – USP.

[7] A. Fiorretti, Comunicação Privada (2003).

[8] P. Pillet, A. Crubellier, A. Bleton, O. Dulieu, P. Nosbaum, I. Mourachko e F. Masnou-Seeuws, J. Phys. B. **30**, 2801 (1997).

[9] L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieu, Y. B. Band e P. S. Julienne, Phys. Rev. A. **47**, R4563 (1993).

[10] C. Drag, B. Laburthe, O. Dulieu, D. Comparat, M. Vatasescu, S. Boussen, S. Guibal, A. Crubellier, P. Pillet, IEEE J. Quantum Electron. **36**, 1378 (2000).

[11] U. Schloder, C. Silber, T. Deuschle e C. Zimmermann, Phys. Rev. Lett **66**, 061403(R) (2002).

[12] I. D. Prodan, M. Pichler, M. Junker, R. G. Hulet e J. L. Bohn, Phys. Rev. Lett **91**, 080402 (2003).

[13] L. Marcassa, S. R. Muniz, J. Flemming, Braz. J. Phys. B. **27**, 238 (1997).

[14] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. C. Zílio, e P. S. Julienne, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).

[15] M. Vatasescu, O. Dulieu, R. Kosloff e F. Masnou-Seeuws, Phys. Rev. A. **63**, 033407 (2001).

[16] V. Sanches-Villicana, S. D. Gensemer e P. L. Gould, Phys. Rev. A. **54**, R3730 (1996).

[17] A. Gallagher e D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **63**, 957 (1989).

CAPÍTULO V – Nova Técnica de Estudos de Colisões Ultrafrias: O Atomotron

Uma espectroscopia de alta resolução pode ser realizada durante o encontro colisional entre átomos ultrafrios na presença de radiação[1-5]. Neste regime de temperatura, a duração do encontro colisional torna-se várias vezes maior que o tempo de vida do átomo no estado excitado, e a largura de linha Doppler passa a ser menor que a largura de linha da transição atômica. O aumento do tempo de colisão permite que os átomos troquem múltiplos fótons com o campo externo de radiação durante o encontro de colisão. Portanto, ajustando a intensidade, polarização e freqüência dessa radiação externa de modo a modificar os potenciais de interação, podemos controlar as probabilidades dos canais elásticos e inelásticos e reativos da colisão[6].

Colisões ultrafrias permitem a determinação de taxas de formações moleculares[7], comprimento de espalhamento[8], etc. Por isso, os átomos resfriados e aprisionados numa armadilha magneto-óptica tornaram-se uma eficiente ferramenta

nos estudos relativos a colisões no regime de baixas temperaturas. Porém, estudos em MOTs apresentam limitações quanto a observações de efeitos de orientações e/ou alinhamentos. O fato de uma armadilha tridimensional convencional ser um sistema isotrópico no que diz respeito ao eixo de colisão molecular faz com que na média as colisões ocorram em todas as direções de forma igualmente provável. Sendo assim, esse sistema não permite a observação de efeitos de alinhamento do eixo de colisão molecular.

Esses efeitos podem ser revelados ao se estudar colisões num feixe atômico, pois no mesmo existe uma direção bem definida do eixo de colisão. Porém a observação desses efeitos em feixes atômicos térmicos convencionais é muito difícil devido à baixa densidade e alta divergência desses feixes. Recentemente, Ramirez-Serrano e colaboradores produziram um feixe atômico altamente colimado e frio de átomos de sódio[9], onde conseguiram um alto grau de alinhamento das colisões binárias. Neste experimento foi reportado o efeito de polarização durante o processo de formação molecular.

Apesar do sucesso na obtenção de um feixe frio e denso realizado por Ramirez-Serrano e colaboradores, a produção desses feixes altamente colimados e frios torna-se pouco atrativa, pelo fato da grande complexidade experimental dos mesmos. Esta complexidade é maior do que a complexidade de um MOT carregado a partir do vapor atômico, pois o sistema de vácuo requerido na produção do feixe é muito mais complicado que a simples câmara de vácuo usada para o MOT. O grande fluxo efusivo de átomos quentes da fonte requer um bombeamento com alta velocidade e vários subseqüentes estágios de bombeamento[10].

O nosso objetivo aqui é realizar estudos colisionais no MOT, quando o mesmo está na configuração do tipo anel. Pretendemos mostrar que os átomos aprisionados

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

nessa configuração se comportam como um mini-feixe atômico ultrafrio, existindo uma direção preferencial para que as colisões ocorram. Sendo assim, será possível à observação de efeitos de polarização durante o processo de formação molecular. Denominaremos de *Atomotrom* os estudos colisionais observados nos átomos confinados na configuração de anel.

Apresentaremos inicialmente a observação dos estados ligados da molécula Rb_2 observada no MOT com os átomos confinados na configuração esférica, pois todo o esforço inicial para a realização da espectroscopia de fotoassociação foi realizado nessa amostra com o intuito de dominarmos a técnica, e comparamos com os resultados já existentes na literatura realizados com o $^{85}Rb_2$. Em seguida realizamos o experimento no Atomotron.

V.1 – Espectroscopia de Fotoassociação: $^{85}Rb_2$

A espectroscopia dos estados ligados do Rb_2, já foi realizada com sucesso por alguns grupos de pesquisa do mundo[11,12]. O nosso objetivo inicial é simplesmente a reprodução desse espectro para futuramente realizarmos estudos do efeito da polarização do feixe laser de prova no processo de fotoassociação. Como nos trabalhos acima citados, as moléculas produzidas no nosso experimento foram detectadas a partir do estado molecular fundamental tripleto $^3\Sigma_u^+$ (que corresponde as simetrias 0_u^- e 1_u na região de longo alcance, *Hund's case* ***c***), que previamente foram fotoassociadas a grandes distâncias internucleares através do estado excitado de "puro longo alcance" 0_g^-, como representado na figura (5.1). Reportado recentemente

por Fioretti e colaboradores[13], a fotoassociação para o estado excitado 0_g^- e o sucessivo decaimento radiativo para o estado fundamental $^3\Sigma_u^+$ é a rota de formação molecular mais eficiente encontrado no caso do Rubídio. Isso se deve ao bom acoplamento existente entre as funções de ondas desses dois estados. A detecção molecular foi realizada por fotoionização pela absorção de dois fótons ressonantes, aumentada através de uma banda molecular intermediária conhecida como "banda difusa". Esta região espectral correspondente a banda difusa do Rb_2 conecta o estado tripleto fundamental $^3\Sigma_u^+$ ao estado excitado[14], e já foi estudada nas amostras alcalinas alguns anos atrás[15].

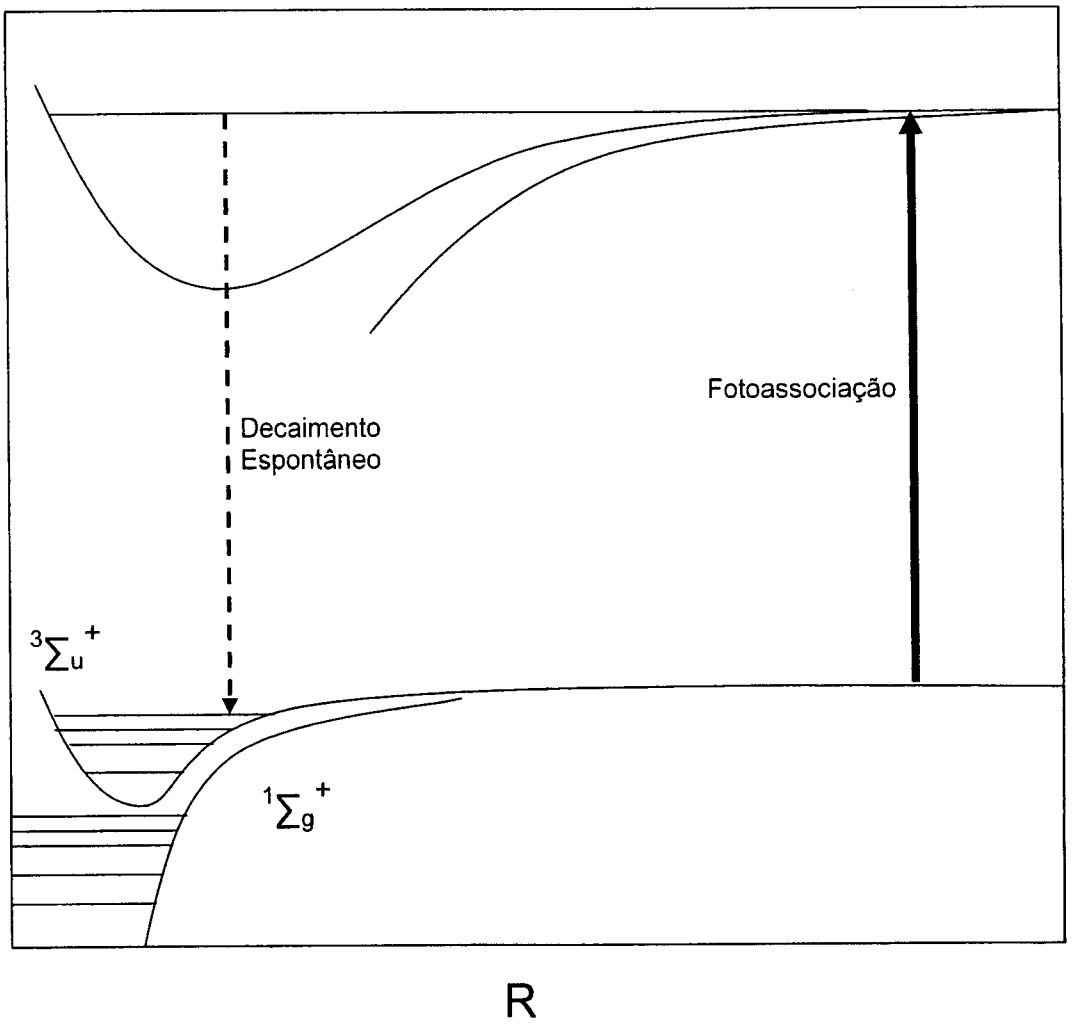


***Figura 5.1** – Potenciais envolvidos no Processo de fotoassociação do Rubídio.*

Após várias tentativas frustradas na obtenção do espectro dos estados ligados da molécula Rb_2, tivemos que fazer uma mudança no nosso sistema de detecção, mais precisamente na largura de linha do laser pulsado (laser ionizador). Como mostraremos a seguir, essa mudança foi crucial para o sucesso desse experimento.

Em princípio não esperávamos qualquer problema com o nosso processo de ionização, pois estávamos nos baseando em trabalhos anteriores realizados em rubídio, onde a freqüência da radiação de ionização usada por nós era a mesma utilizada pelos outros grupos de pesquisa, mesmo assim não obtínhamos sucesso. Foi

quando entramos em contato com o grupo italiano, e relatando nosso problema, eles nos alertaram que possivelmente o nosso laser pulsado estava com uma largura de linha muito estreita e estávamos ionizando apenas poucos estados após as moléculas decaírem para o estado fundamental eletrônico.

O laser pulsado utilizado no nosso experimento inicialmente estava com uma largura de linha de aproximadamente 0,02 cm^{-1}. Com o intuito de alargar a largura de linha do laser pulsado, simplesmente bloqueamos uma parte da grade de difração responsável pela geração do laser, aumentado assim a largura de linha do laser. Em outras palavras, diminuímos o número de linhas no processo de difração, diminuindo assim o poder de resolução em freqüência do laser[16]. A figura (5.2) mostra a espectroscopia realizada nos dímeros Rb_2 varrendo a freqüência do laser de ionização na região da banda difusa. Os picos, da esquerda para direita, apresentados na figura (5.2) são correspondentes as seguintes transições de dois fótons a partir do estado $5S_{1/2}$ para os estados de Rydberg: 18D, 17D, 16D, 15D, 14D. O sexto pico é correspondente à transição $5P_{3/2} \rightarrow 5F$.

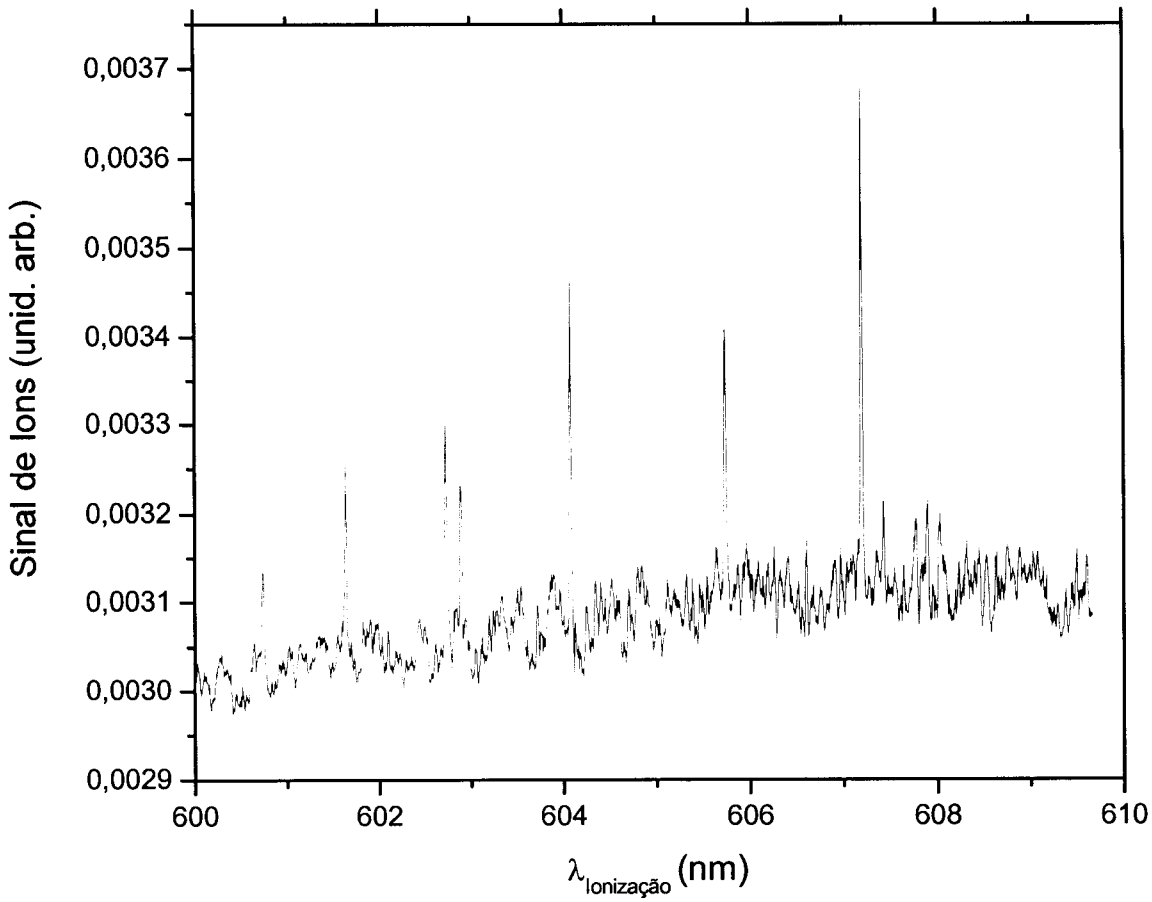


Figura 5.2 – Espectro observado durante a varredura do laser de ionização .

Após alteração da largura de linha do laser pulsado, o sucesso na espectroscopia de fotoassociação foi imediato como podemos observar na figura (5.3), onde o laser de prova foi sintonizado abaixo da freqüência de ressonância da transição $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ (linha D2), e o laser de ionização estava com seu comprimento de onda fixado em 602,7 nm. As linhas pontilhadas em azul representam os níveis de

energia do estado 0_g^-, obtidas por Gabbanini e colaboradores que gentilmente nos enviaram os seus resultados.

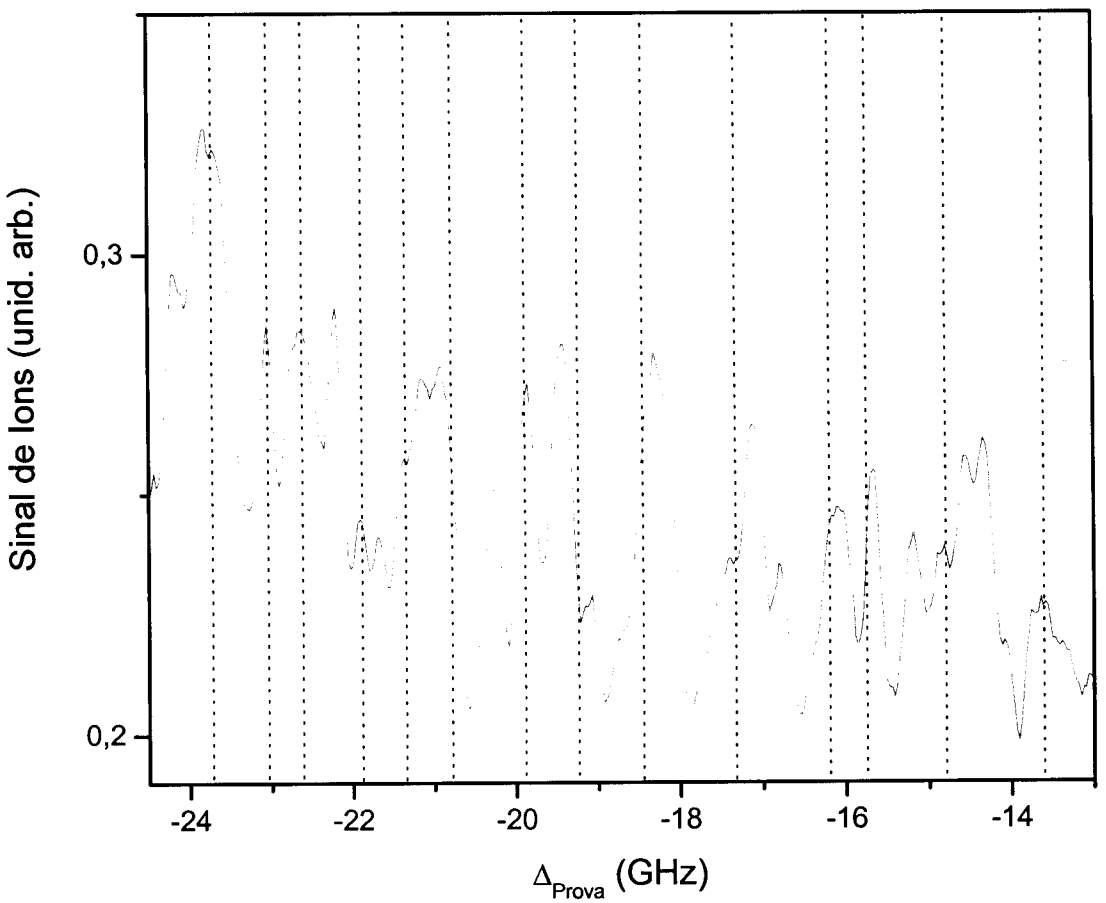


Figura 5.3 *– Estados ligados do Rb_2 obtidos a partir da espectroscopia de fotoassociação com o laser de prova sintonizado abaixo da freqüência de ressonância da transição $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. As linhas pontilhadas azuis representam as posições dos níveis de energia do estados 0_g^- observado por Gabbanini et al[11].*

Após várias varreduras realizadas na nuvem atômica aprisionada na forma esférica, garantindo confiabilidade e reprodutibilidade desses espectros, o próximo passo foi á realização da espectroscopia na nuvem atômica na forma de anel.

V.2 – O Atomotron

O primeiro passo no estudo do Atomotron foi à determinação da constante de formação molecular, pois saber o valor dessa constante era crucial para o prosseguimento do experimento. Se a eficiência no processo de formação molecular fosse muito baixa, não iríamos obter sucesso na realização da espectroscopia de fotoassociação. Nossa preocupação vem do fato que ao confinarmos os átomos na forma de anel, perdemos em número e densidades quando comparado com os átomos aprisionados na armadilha esférica (as densidades alcançadas no anel em nosso experimento estão entre 10^8 e 10^9 cm^{-3}), e isso reduz a produção do número de moléculas na armadilha. Sendo assim, para aumentarmos a eficiência na formação molecular, tivemos que focalizar o feixe de ionização e o feixe de prova em uma região bem específica da amostra, aumentando a intensidade de fotoassociação (~ 2 W/cm^2) e a eficiência na detecção. A figura (5.4) mostra como garantíamos a superposição entre os feixes de fotoassociação e ionização. A observação de dois picos na figura (5.3a) era mais uma maneira de termos certeza que a amostra se encontrava na configuração de anel, pois observamos a produção de íons exatamente nas duas bordas do anel, e a figura (5.3b) mostra o sinal de íons produzidos apenas pelo laser de prova.

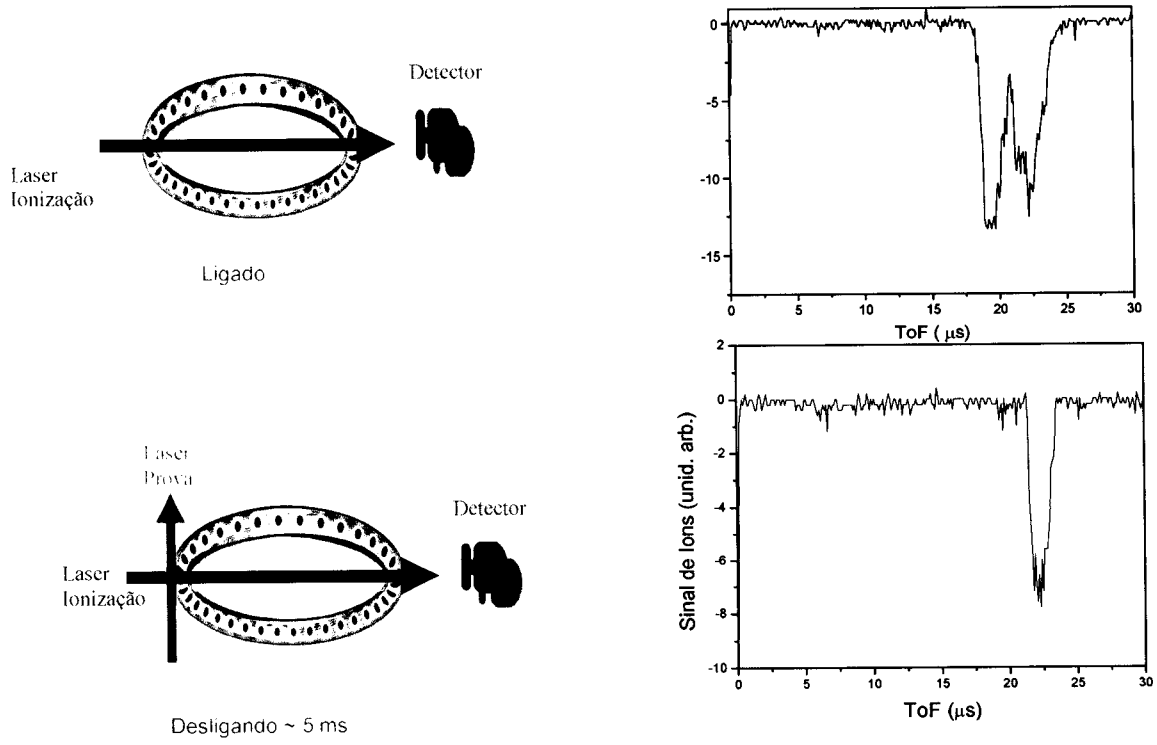


Figura 5.4 *– Esquema dos feixes lasers participantes do processo de fotoassociação e fotoionização, e a observação dos TOFs para cada situação.*

Após todos esses ajustes foi possível fazer a medida da constante de formação molecular no atomoton, como está mostrada na figura (5.5). Os poucos pontos obtidos na determinação da constante, foi devido ao fato do anel ser muito sensível a variação do campo magnético, pois, como mencionamos anteriormente, a densidade e o número eram variados alterando o gradiente de campo magnético no MOT. A partir da

inclinação da curva temos que o valor da constante de formação molecular no atomotron é de 1,65 x 10^{-14} cm^3/s. Este valor é de aproximadamente uma ordem de grandeza menor dos que os valores encontrados em um MOT tradicional. Temos que ressaltar que o regime de intensidade no atomotron é totalmente diferente daquele regime trabalhado no MOT no capítulo anterior.

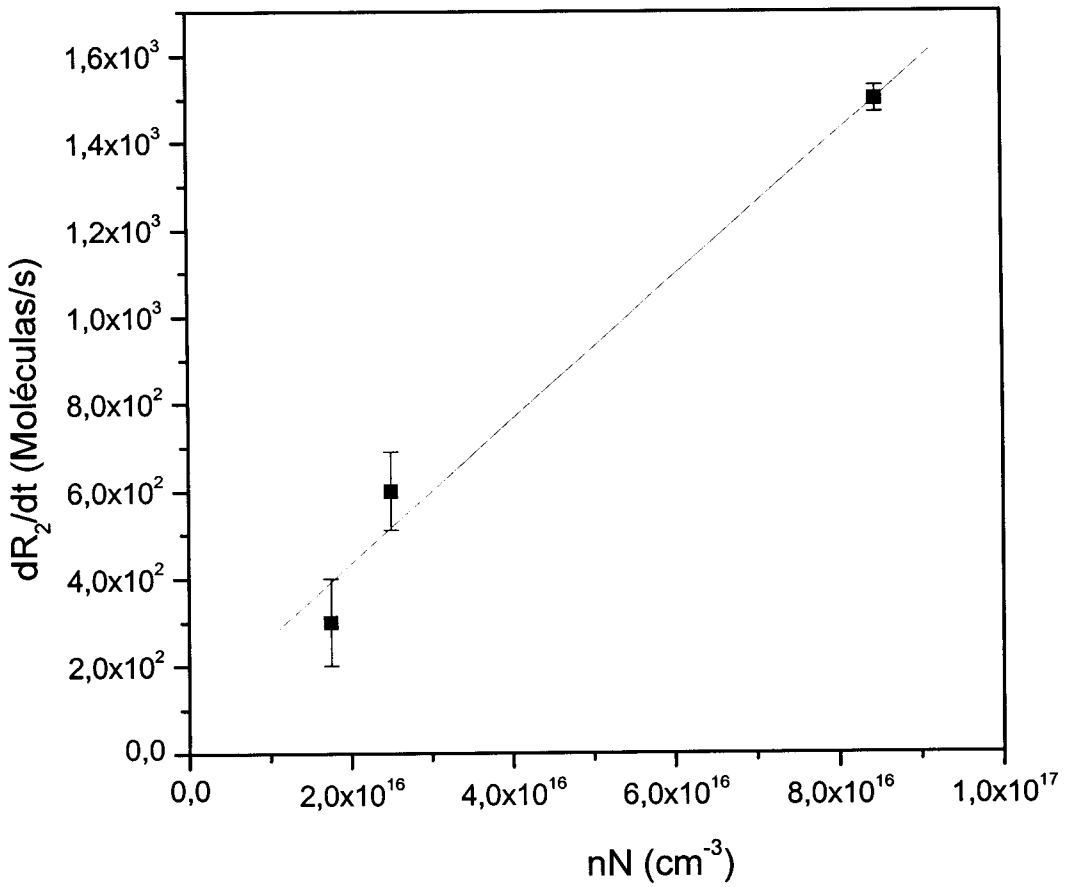


Figura 5.5 – Determinação da constante de taxa de formação molecular.

Considerando no anel, a existência de uma direção preferencial de movimento, ou seja, considerando que os átomos giram em torno do anel, o eixo de colisão

molecular preferencialmente irá ocorrer ao longo dessa direção, definiremos essa direção como sendo a direção z. Portanto, como em nosso experimento incidimos o feixe de prova ortogonalmente ao eixo do feixe atômico, ajustando a polarização do feixe de prova paralela ou perpendicular ao eixo do feixe atômico, obteremos uma taxa de excitação diferente para esses dois tipos de transições, como explicaremos abaixo.

Consideremos as três componentes cartesianas do momento de transição μ com μ_z alinhado ao longo do eixo internuclear molecular e μ_x e μ_y perpendicular, e **E** o campo elétrico da luz de prova polarizada. A taxa de excitação do estado molecular fundamental $|g\rangle$ para um estado excitado $|e\rangle$ é proporcional ao elemento de matriz de acoplamento de dipolo, dado por [9]:

$$\left|\langle e|\vec{E}.\vec{\mu}|g\rangle\right|^2 . \tag{5.1}$$

Onde para as transições paralelas temos:

$$E_{//}\mu_{//} = E_z\mu_z , \tag{5.2}$$

e para as transições perpendiculares:

$$E_{\perp}\mu_{\perp} = E_x\mu_x + E_y\mu_y . \tag{5.3}$$

Para um átomo em um espaço isotrópico sabemos que:

$$\mu_x = \mu_y \text{ e } \mu_l = \mu_{//} , \tag{5.4}$$

portanto,

$$\left|\langle e|E_x\mu_x|g\rangle\right|^2 = \frac{1}{4}\left|\langle e|E_z\mu_z|g\rangle\right|^2 . \tag{5.5}$$

Desde que o arranjo experimental do feixe de luz polarizado perpendicularmente excite somente a componente μ_x, é esperado que a taxa de acoplamento para transições

perpendiculares do estado fundamental seja um quarto da taxa de acoplamento para transições paralelas.

Por isso, esperamos observar uma maior produção de moléculas quando alinhamos a polarização do laser de prova paralelo ao feixe do que quando o alinhamento for perpendicular. Portanto para alterarmos a polarização do feixe de prova fizemos o mesmo passar por uma lâmina $\lambda/2$, pois ao girarmos essa lâmina somos capazes de girar a polarização linear do feixe. A figura (5.6) nos mostra como varia o número de íons moleculares produzidos no Atomotron à medida que alteramos a polarização do feixe de prova. Iniciamos a realização da medida com a luz paralelamente polarizada em relação ao feixe atômico.

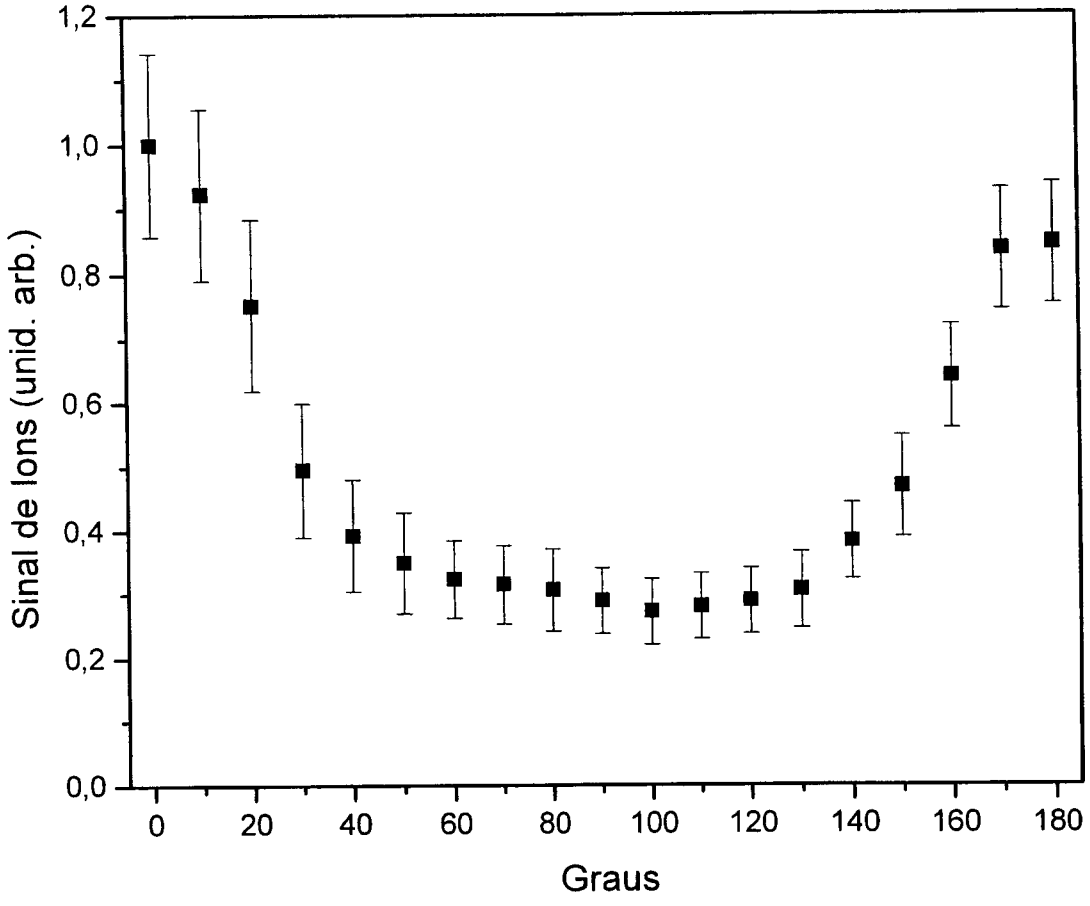
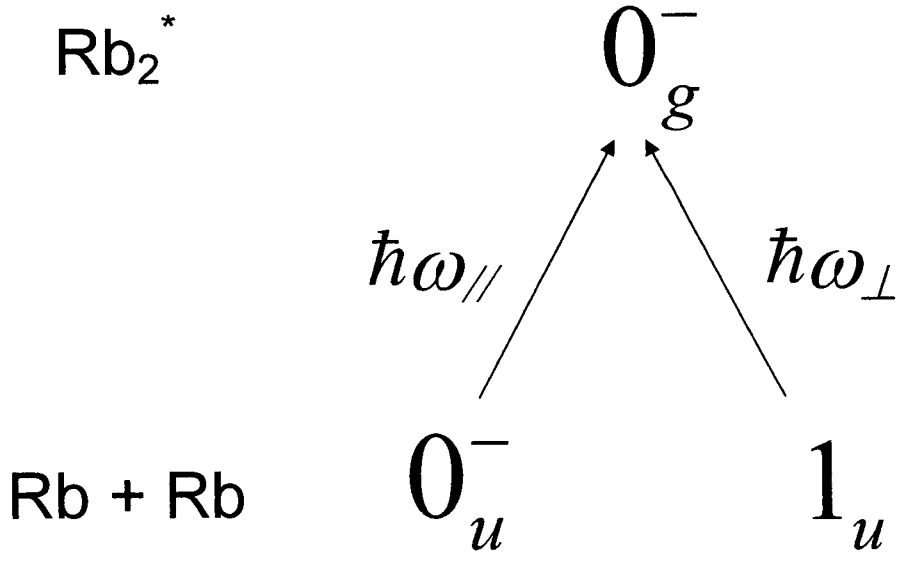


Figura 5.6 – Variação do número de íons produzidos como função da polarização do feixe de prova, onde zero graus é exatamente o feixe com a polarização paralela.

Como esperado, observamos uma taxa de formação molecular maior quando fotoassociamos os átomos com a luz paralelamente polarizada. A razão entre o número de íons produzidos com a polarização paralela e a perpendicular é de aproximadamente 3,45 ± 0,31, onde esperávamos encontrar um fator de 4 como mostrado na equação (5.5).

Transições de dipolo elétrico no qual o número quântico para a projeção do momento angular eletrônico total ao longo do eixo de quantização não muda $\Delta\Omega = 0$ ou diferem por uma unidade $\Delta\Omega = \pm 1$, são chamados transições paralelas para $\Delta\Omega = 0$ e perpendiculares para $\Delta\Omega = \pm 1$. Então, a luz do feixe de prova com polarização paralela (perpendicular) vai acoplar o estado fundamental com simetria $0_u^-(1_u)$ ao estado excitado 0_g^-, como representado na figura (5.7). Portanto, as duas polarizações do feixe de prova são capazes de acessar o estado molecular excitado 0_g^-, em conseqüência, independentemente da polarização durante a espectroscopia de fotoassociação iremos acessar os mesmos estados ligados da molécula de Rb_2 no seu estado excitado durante a varredura da freqüência do laser de prova, apenas observaremos uma diferença na amplitude relativa entre a produção molecular para as diferentes polarizações.



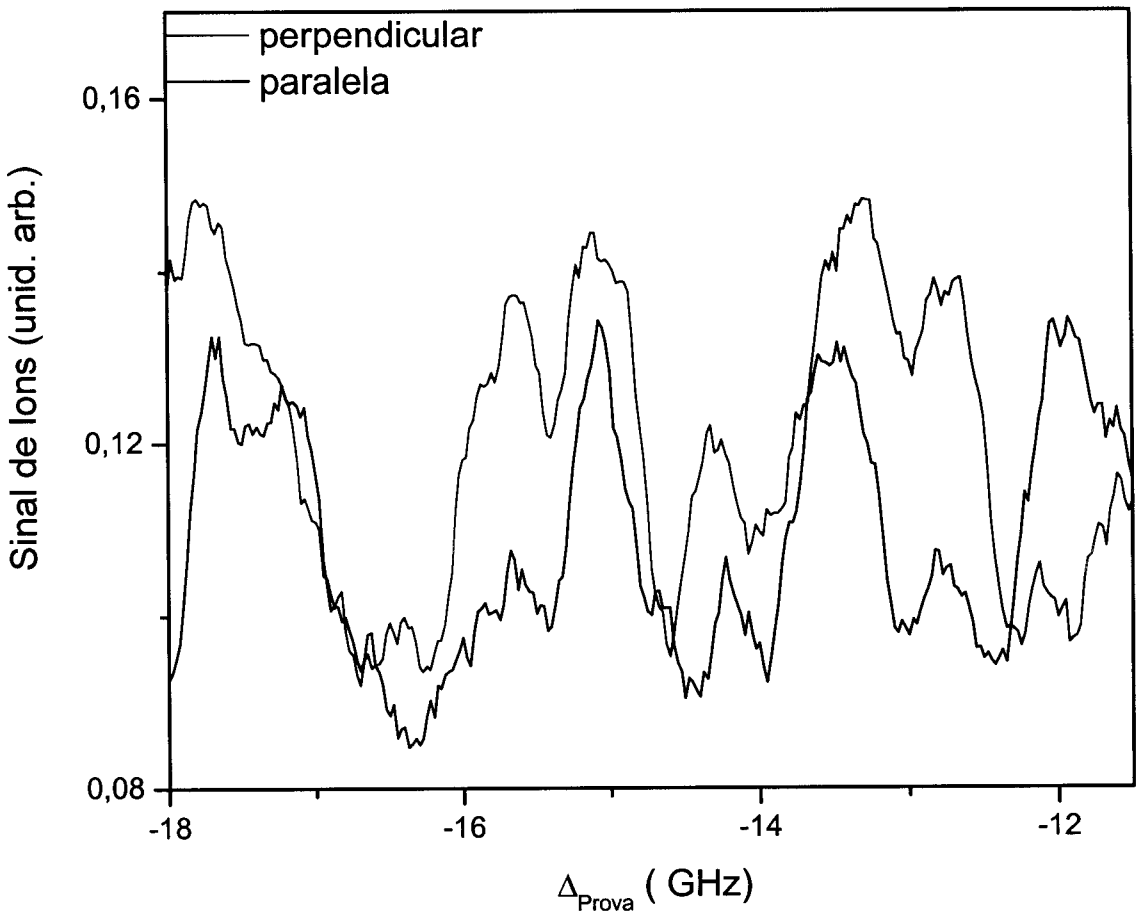


Figura 5.8 – Espectroscopia de fotoassociação para as duas polarizações lineares.

O entendimento da razão entre as amplitudes, ainda precisa ser mais bem investigado, pois o nosso sistema experimental difere do sistema de feixe atômico produzido por Ramirez-Serrano e colaboradores[9] no que diz respeito a temperaturas. No feixe atômico a temperatura estimada de colisão era da ordem de 4 mK, já a temperatura de colisão quando os átomos estão confinados na forma de anel é da ordem de centenas de microKelvin. Outro fato que difere o nosso experimento, é que os átomos estão sob a ação de um campo magnético.

As mesmas medidas realizadas no caso do atomotron foram realizadas com os átomos confinados na forma esférica, porém nenhum efeito de polarização foi observado, ou seja, o número de íons produzidos durante o processo colisional era o mesmo para ambas as polarizações do feixe de prova.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] A. J. Kerman, J. M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman, D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **92**, 153001 (2004).

[2] M. Pichler, W. C. Stwalley, R. Beuc, G. Pichler, Phys. Rev. A **69**, 013403 (2004).

[3] M. Kemmann, I. Mistrik, S. Nussmann, H. Helm, C. J. Williams, P. S. Julienne, Phys. Rev. A **69**, 022715 (2004).

[4] L. E. E. de Araujo, J. D. Weinstein, S. D. Gensemer, F. K. Fatemi, K. M. Jones, P. D. Lett, E. Tiesinga, J. Chem. Phys. **119**, 2062 (2003).

[5] M. Pichler, H. M. Chen, H. Wang, W. C. Stwalley, A. J. Ross, F. Martin, M. Aubert-Frecon, I. Russier-Antoine, J. Chem. Phys. **118**, 7837 (2003).

[6] L.G. Marcassa, S. Muniz, E. de Queiroz, S. Zílio, V. Bagnato, J. Weiner, P. S. Julienne, e K-A Suominen, Phys. Rev. Lett. **73**, 1911 (1994).

[7] C. Drag, B. Laburthe, O. Dulieu, D. Comparat, M. Vatasescu, S. Boussen, S. Guibal, A. Crubellier, P. Pillet, IEEE J. Quantum Electron. **36**, 1378 (2000).

[8] C. J. Williams, E. Tiesinga, P. S. Julienne, H. Wang, W. C. Stwalley, P. L. Gould, Phys. Rev. A **60**, 4427 (1999).

[9] J. Ramirez-Serrano, W. DeGraffenreid, e J. Weiner, Phys. Rev. A **65**, 052719 (2002).

[10] W. C. DeGraffenreid, *Cold Collisions in an Optically Brightened Sodium Beam*, PhD Thesis, University of Maryland (2000)

[11] C. Gabbanin, A. Fioretti, A. Lucchesini, S. Gozzini and M. Mazzoni, Phys. Rev. Lett. **84**, 2814 (2000).

[12] C. C. Tsai, R. S. Freeland, J. M. Vogels, H. M. J. M. Boesten, B. J. Verhaar, e D. J. Heinzen, Phys. Rev. Lett. **79**, 1245 (1997).

[13] A. Fioretti, C. Amiot, C. M. Dion, O. Dulieu, G. Smirne, e C. Gabbanini Eur. Phys. J. D, **15**, 189 (2001).

[14] R. Grupta, H. Wagner, e E. Wennmyr, J. Chem. Phys. **68**, 1-Fev (1978).

[15] T. Ban, D. Aumiler, R. Beuc, e G. Pichler, Eur. Phys. J. D **30**, 57 (2004).

[16] W. Demtroder, *Laser Spectroscopy*, Ed. Springer, Second Edition (1998).

[17] J. Weiner, Comunicação Privada.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

CAPÍTULO VI – Conclusões

Mostramos neste trabalho que o processo de formação molecular ocorre via colisões binárias, e determinamos a constante de taxa de formação molecular dos dímeros $^{85}Rb_2$ que são intrinsecamente produzidos no MOT. Esses dímeros foram produzidos pela técnica de fotoassociação, e detectados por espectroscopia de massa após serem fotoionizados pela absorção de dois fótons. A taxa de formação molecular determinada em nossa armadilha está em ótima concordância com medidas realizadas anteriormente por outros pesquisadores. Estudamos também a variação da constante de taxa de formação molecular como função da intensidade do laser utilizado no aprisionamento atômico. Os resultados mostraram que a eficiência no processo de formação molecular é diretamente proporcional à taxa de excitação no processo de fotoassociação.

A constante de taxa de formação molecular, determinada quando o laser de fotoassociação (prova) estava quase ressonante com a linha D2, mostrou-se maior do

que a constante de formação molecular para o laser de prova quase ressonante com a linha D1, onde $K_2(D2)$ foi maior que $K_2(D1)$ por um fator de aproximadamente 3,3. Acreditamos que esta diferença no valor observado da constante de formação molecular para linha D1 e D2, está relacionado com a maior intensidade de transição quando a fotoassociação ocorre de $5S_{1/2}(Rb) \rightarrow 5P_{3/2}(Rb)$, do que no caso da transição $5S_{1/2}(Rb) \rightarrow 5P_{1/2}(Rb)$, e também com o maior número de potenciais atrativos contribuindo para a ocorrência da fotoassociação assistido pelo laser de prova sintonizado próximo à linha D2.

Observamos uma competição durante o processo de formação molecular quando há dois lasers capazes de fotoassociar os átomos em regiões de separações internucleares distintas. Um aumento do fluxo de pares atômicos na região de curtas separações internucleares, induzida pela excitação do par atômico a longas separações, foi observado na região de baixas intensidades de aprisionamento (menores que 16 mW/cm^2). Porém, a partir desse valor de intensidade, observamos a diminuição da capacidade de produção molecular através do laser sintonizado na região de curtas separações internucleares, pois à medida que a intensidade do laser de aprisionamento aumenta, o par atômico ao decair para o estado fundamental pode ser reexcitado pelo mesmo, diminuindo assim o fluxo de pares que chega na região de curto alcance.

Verificamos essa hipótese através de uma simulação, introduzindo a variação do fluxo de pares atômicos que chega na região de curto alcance através de um modelo semi-clássico. O resultado teórico mostrou um comportamento qualitativo muito similar, da variação do fluxo de pares atômicos como função da intensidade de aprisionamento, com o que foi observado para a constante de taxa de formação

molecular. Isso mostra que a constante de formação molecular é proporcional ao número de pares possíveis de serem fotoassociados.

Realizamos ainda experimentos de espectroscopia de alta resolução utilizando o estado molecular excitado 0_g^- da molécula $^{85}Rb_2$, e observamos os níveis de energia molecular a medida que varremos a freqüência do laser de fotoassociação. Verificamos que as moléculas produzidas em nosso experimento estavam no estado fundamental, e as mesmas foram detectadas via fotoionização pela absorção de dois fótons.

Prepusemos e demonstramos a viabilidade de uma nova técnica para a realização de estudos colisionais entre átomos ultrafrios que possibilita a observação de efeitos de polarizações. Essa técnica denominada de Atomotron utiliza o fato dos átomos aprisionados na forma de anel, se comportarem como um mini-feixe atômico ultrafrio, existindo no mesmo uma direção preferencial para que as colisões atômicas ocorram. Esta técnica é atraente, pois ganha em simplicidade das técnicas tradicionais utilizadas para a obtenção de um feixe atômico frio e denso, requisitos necessários para a realização de uma espectroscopia de alta resolução.