UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

Átomos de Rydberg em Baixas Temperaturas

Luis Gustavo Marcassa

Tese apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo para obtenção do Título de Livre-Docente

USP/IFSC/SBI
8-2-001410

SÃO CARLOS

2001

Lista de Figuras

2.1 Funções de onda do hidrogênio e dos átomos alcalinos. O potencial mais baixo dos alcalinos introduz um deslocamento radial, δ. Este deslocamento leva a um decréscimo das energias nos estados de baixo ℓ dos alcalinos em relação ao hidrogênio. 12

2.2 Mapa Stark para o Rubídio com $m_j = 1/2$, em torno de $n = 15$[19]. 20

2.3 Esquema do potencial atômico e o campo aplicado 21

2.4 Diagrama esquemático mostrando o mecanismo de colisão ressonante, em que os átomos são excitados para um nível de Rydberg. 23

3.1 Esquema de uma armadilha magneto-óptica tridimensional. 27

3.2 Fotografia mostrando na parte superior da plataforma, ao centro, a câmara de aprisionamento. 28

3.3 Esquema geral da montagem experimental, mostrando os lasers responsáveis pelo funcionamento da armadilha, o laser pulsado , o sistema de imagem (câmera CCD) e detecção. 29

3.4 Esquema de excitação do átomos de Rubídio aos estados de Rydberg. a) As transições na armadilha, aprisionamento e rebombeio. b) A fotoexcitação para os níveis de Rydberg, dependendo do estado a ser atingindo 480 $nm \leq \lambda_P \leq 483\ nm$. 29

3.5 Esta fotografia mostra o laser de corante usado em nosso experimento. Ao fundo podemos ver o laser de Nd:YAG que bombeia o laser de corante. . . 30

3.6 Esquema de funcionamento da cavidade do laser de corante. 31

3.7 Sequência temporal, entre a excitação do laser pulsado e o pulso de alta tensão 33

3.8 O diagrama mostra o esquema de detecção dos íons. Os dados depois de coletados pelo osciloscópio são transferidos para um microcomputador, onde são analisados. 34

4.1 Diagrama esquemático de um arranjo típico para medidas de tempo de vida por fluorescência 38

4.2 Típico decaimento exponencial da população do estado $27D$ do rubídio . . 39

4.3 Típico sinal de íons de Rydberg para o estado 39D. O pico da esquerda refere-se a fotoionização, enquanto o da direita refere-se ao pico do estado em questão. 41

4.4 Evolução temporal da população no estado 39D. Os pontos denotam o resultado experimental, enquanto que linha contínua é um ajuste teórico dos pontos experimentais. 42

4.5 Tempo de vida dos estados a) S, b) P e c) D em função do número quântico principal n. 44

4.6 a) Elementos de matriz dos estados dos seguintes estados $< 5S|r|np >$, $< 5P|r|nS >$ e $< 5P|r|nD >$ em função do número quântico principal para o caso do Rb; b) Ampliação na região de altos n, enfatizando o decréscimo do elemento de matriz para o estado nP. 47

4.7 Força do oscilador em função do número quântico principal n para as seguintes transições $nP \rightarrow 5S$, $nS \rightarrow 5P$ e $nD \rightarrow 5P$ 48

4.8 a) Elemento de matriz $< nS|r|28p >$; b) Força de oscilador $f_{n'l-1,28P}$; c) Coeficiente $A_{n'l-1,28P}$ de Einstein em função do número quântico principal n. 49

4.9 Contribuição da radiação de corpo negro τ_{bb} para o tempo de vida em função do número quântico principal n em uma temperatura de 300 K. . . 51

4.10 Tempo de Vida para os estados S em função do número quântico principal n. Os pontos representam os resultados experimentais. A curva em vermelho representam o tempo de vida a 0 K segundo Theodosiu[4]. A curva em preto representam um ajuste para uma temperatura de $T = 300K$. A curva em azul utiliza parâmetros obtidos pelos ajuste para $T = 0K$ com o intuito de mostrar a importância da contribuição da radiação de corpo negro. 52

4.11 Tempo de Vida para os estados P em função do número quântico principal n. Os pontos representam os resultados experimentais. A curva em vermelho representam o tempo de vida a 0 K segundo Theodosiu[4]. A curva em preto representam um ajuste para uma temperatura de $T = 300K$. A curva em azul utilizam parâmetros obtidos pelos ajuste para $T = 0K$ com o intuito de mostrar a importância da contribuição da radiação de corpo negro. 53

4.12 Tempo de Vida para os estados D em função do número quântico principal n. Os pontos representam os resultados experimentais. A curva em vermelho representam o tempo de vida a 0 K segundo Theodosiu[4]. A curva em preto representam um ajuste para uma temperatura de $T = 300K$. A curva em azul utilizam parâmetros obtidos pelos ajuste para $T = 0K$ com o intuito de mostrar a importância da contribuição da radiação de corpo negro. 54

4.13 Razão $\frac{\tau_0}{\tau_{bb}}$ em função do número quântico pricipal n. Podemos observar como nos estados P esta razão é maior o que se reflete na influência sofrida por este estado dos efeitos da radiação de corpo negro. 57

5.1 Diferença de energia (ΔE) entre o canal de entrada $Rb\ 29P_{1/2} + Rb\ 29P_J$ e o de saída $Rb\ 29S_{1/2} + Rb\ 31S_{1/2}$ em função do campo elétrico. A colisão é energeticamente possível para $J = 1/2$ entre 890 V/cm e 903 V/cm (line cheia) e para $J = 3/2$ entre 855 V/cm e 913 V/cm (linha tracejada). A energia de ligação do estado $29P$ em função do campo elétrico estático também é mostrada (linha pontilhada). As setas indicam onde os processos são permitidos. 61

5.2 População do estado $31S_{1/2}$ produzida por colisões pelo canal $Rb\ 29P_{1/2}+Rb\ 29P_J$ em função do tempo de interação para um campo elétrico de 897 V/cm, e a frequência do laser pulsado ajustada a $-164.5\ cm^{-1}$ abaixo do limite de ionização do Rb. No canto superior direito mostramos o sinal de ions em função do campo elétrico aplicado. 62

5.3 Representação esquemática do processo colisional. O par atômico inicia a colisão no potencial $Rb(29P_{1/2}) + Rb(29P_J)$ e termina o processo no potencial $Rb(29S_{1/2}) + Rb(31S_{1/2})$. O cruzamento na região de curto alcance esta apenas esquematizada aqui. 64

5.4 Comparação entre resultado experimental (pontos) e a previsão do modelo (linha cheia) para a evolução temporal da população do estado $31S_{1/2}$. . . . 67

5.5 População do estado $34S_{1/2}$ em função do campo elétrico estático aplicado, para um $\Delta t = 2\ \mu s$. Os três picos referem-se as ressonâncias para os diferentes valores de m_j. 70

5.6 Diferença de energia entre os canais de entrada e saída da colisão. a) $|m_j| = 1/2 + 1/2$; b) $|m_j| = 1/2 + 3/2$; c) $|m_j| = 3/2 + 3/2$. 72

5.7 Evolução temporal do processo colisional para diferentes valores de campo elétrico para o caso $|m_j| = 1/2 + 3/2$. a) $8,19\ V/cm$, b) $8,36\ V/cm$, c) $8,48\ V/cm$. Observe que há um deslocamento do pico da curva no tempo, a medida que os valores de campo aproximam-se do valor de campo ressonante ($8,5V/cm$). 73

5.8 Os pontos representam os dados experimentais para as três situações de campo elétrico estudadas e a linhas cheias representam o comportamento previsto pelo modelo. O único parâmetro livre nestas curvas e a probabilidade q. a)$E = 8,19\ V/cm$ e $q = 0,10$, b) $E = 8,36\ V/cm$ e $q = 0,35$ e c) $E = 8,48V/cm$ e $q = 0,45$. 75

5.9 Diagrama esquemático do processo colisional, onde supomos que os átomos possuam uma velocidade inicial e que na região de cruzamento Ω e $\frac{dV}{dR}$, são constantes, considerando ainda que o cruzamento ocorre para R muito pequeno. 77

5.10 Variação do parâmetro q em função de A. 78

5.11 Comportamento da probabilidade q em função da diferença de energia, para as três situações de campo elétrico estudadas. 79

5.12 Variação da população com o parâmetro q, para um $\Delta t = 15\ \mu s$. Os pontos representam o experimento, e a linha cheia a previsão feita pelo modelo. . . 79

A.1 Defeito quântico para os estados S, P e D do ^{85}Rb, para $14 \leq n \leq 50$. . . . 85

A.2 Energia dos estados S, P e D do ^{85}Rb, para $14 \leq n \leq 50$. Limite de inonização $33690,797\ cm^{-1}$ 86

B.1 Mapa Stark para o ^{85}Rb que utilizamos para construir os gráficos da figura 5.2. para $|m_j| = 1/2$ 87

B.2 Mapa Stark para o ^{85}Rb que utilizamos para construir os gráficos da figura 5.2. para $|m_j| = 3/2$ 88

Lista de Tabelas

2.1 Propriedades dos átomos de Rydberg em função do número quântico efetivo n^*. 13

2.2 Parâmetros de ajuste segundo Referência[14]. 15

4.1 Tempos de vida medidos para estados de Rydberg para Rb em função do número quântico n [1]. 37

4.2 Valores teóricos e de ajuste de Γ"$011C'$ e Γ"$010B$ 55

5.1 Valores de campo elétrico ressonante. 70

Agradecimentos

Agradeço aos meus alunos, cujo trabalho e dedicação tem permitido-me elaborar trabalhos científicos como este. Mais especificamente agradeço aos alunos: André Luiz de Oliveira, Gustavo Deczka Telles, Marília Wellichan Mancini e Marcel Nogueira D'Eurydice. Também agradeço aos meus ex-alunos: Ricardo Antônio De Simone Zanon, Edson Mosman Júnior e Wânius José Garcia da Silva.

Ao amigo Vanderlei Salvador Bagnato, não só pela colaboração científica, mas principalmente pela amizade em todos os momentos.

A outros alunos do grupo com os quais tive a oportunidade de trabalhar: Sérgio Ricardo Muniz, Kílvia M. F. Magalhães, Daniel Varela Magalhães e Flávio Telles.

A Isabel de Cássia de Vitro e a Gláucia Rimoli Cirielli pela organização de todo o material para o concurso.

A FAPESP, CNPq, CAPES e FINEP pelo apoio financeiro.

Ao meu irmão Julio Cesar Marcassa, pelo companherismo e dedicação ao nosso trabalho em conjunto.

A Luciana Pereira pelos anos de amor e compreensão vividos em conjunto.

Resumo

Neste trabalho estudamos em detalhes uma amostra de átomos de Rydberg em uma armadilha magneto-óptica. Medimos os tempos de vida radiativos dos estados de Rydberg S, P e D do ^{85}Rb para o número quântico principal variando entre $31 < n < 45$, através da técnica de campo pulsado ionizante. A evolução temporal da população de cada estado é observada e seus tempos de vida determinados. Nossas medidas foram realizadas em regime de baixa densidade, evitando os efeitos de superradiância e colisional. A partir destes resultados foi estudada a evolução temporal de colisões com transferência ressonante de energia, em função da diferença de energia entre os canais colisionais de entrada e saída. Comparações com a teoria foram realizadas utilizando-se um modelo semi-clássico, desenvolvido por nós baseado em interações binárias. Tal modelo foi capaz de reproduzir, tanto qualitativamente quanto quantitativamente, muito bem os resultados experimentais.

Abstract

In this work we study in details a sample of Rydberg atoms in a magneto-optical trap. We measured the lifetime of S, P and D ^{85}Rb Rydberg states for principal quantum number $31 < n < 45$, by the pulsed field ionization technique. Our measurements were performed at low density regime, so that collisional and superradiance effects were suppressed. From the obtained results we studied the time evolution of resonant transfer collisions, as a function of the energy difference between the entrance and exit collisional channels. Comparisons with the theory were performed using a semi-classical model, developed by us based on binary interactions. Such a model was able to explain very well, qualitatively and quantitatively the experimental observations.

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Desde a Grécia antiga, o homem se preocupa em entender a natureza e as propriedades da matéria. Hoje em dia, milhões de dolares são gastos em pesquisas científicas na busca da compreensão e manipulação do sistema atômico. Sem dúvida, tais gastos são perfeitamente justificavéis visto as possíveis aplicações deste conhecimento em outras áreas, como por exemplo engenharia de materiais, engenharia genética, desenvolvimento de novos fármacos, etc.

Mas para tanto, se faz necessário o entendimento de como os átomos interagem uns com os outros. Com o objetivo de compreender essas interações foram desenvolvidos durante a década de 80 do século XX um verdadeiro arsenal de lasers ultrarápidos; indo do regime de picosegundo ao fentosegundo. Isto deve-se ao fato de que colisões atômicas, ou seja interações atômicas, a temperatura ambiente ocorrem em uma escala de tempo muito curta, em geral em algumas centenas de fentosegundos. Desta forma sua observação só é possível com tais lasers.

Paralelamente a utilização da espectroscopia para o estudo de colisões atômicas, houve também uma evolução no sentido de se controlar e manipular os sistemas atômicos através de campos eletromagnéticos. Historicamente, as primeiras experiências neste sen-

tido foram feitas em 1933, por Frisch[1], quando foi utilizada a radiação eletromagnética para exercer força sobre o átomo. Neste experimento, de forma pioneira, foi observada a deflexão de um feixe atômico de sódio, devido à interação com fótons provenientes de uma lâmpada, também de sódio. Porém, com o advento do laser, novos avanços foram possíveis na década de 70 do século XX. Os pioneiros nesta área foram Hänsch e Schawlow [2], trabalhando com átomos neutros e, paralelamente, Wineland e Dehmelt [3], trabalhando com íons. Contudo, apenas na década de 80 foram introduzidos, com sucesso, os primeiros experimentos e teorias demonstrando que a luz poderia ser usada para confinar e esfriar amostras atômicas. Entre elas devemos citar a mais difundida, a armadilha magneto-óptica, proposta por Pritchard e colaboradores[4] e realizada por Raab e colaboradores[5] em 1987. Até o início dos anos 90, esta armadilha ainda era muito complexa requerendo como passo inicial a desaceleração de um feixe atômico. Sua popularização só veio com o trabalho de Monroe e colaboradores [6], que aprisionou césio a partir de uma célula fechada que continha vapor do metal, eliminando a necessidade de um feixe desacelerado. Isto tornou a técnica mais simples, do ponto de vista da infra-estrutura experimental necessária, despertando um grande interesse prático e abrindo a possibilidade para novas aplicações. De forma que hoje há aproximadamente 50 grupos no mundo que dispõem deste tipo de armadilha atômica, trabalhando nas mais diversas áreas.

Estas armadilhas magneto-ópticas apresentam densidade alta o suficiente para que colisões atômicas possam ser obsevadas. Na última década vários processos colisionais foram estudados em tais amostras [7]. Estas colisões apresentam várias características únicas que as diferem das que ocorrem em temperaturas ordinárias. Entre elas podemos citar: i) A colisão é completamente quântica devido a baixa temperatura da amostra; ii) O tempo de colisão é muito maior que o tempo de vida dos estados atômicos envolvidos no processo, permitindo sua observação com lasers contínuos; iii) Como o tempo de colisão é longo pode haver a troca de fotons entre o par colisional e o campo de radiação o que

altera o tratamento teórico. Em geral, nestes trabalhos as colisões envolviam no máximo os primeiros estados excitados dos metais alcalinos (ou seja as transições associadas as linhas D1 e D2 dos alcalinos).

Neste trabalho extendemos o estudo de processos colisionais para os estados de Rydberg. Estes átomos são sem dúvida irresistíveis para estudos colisionais, visto que sua secção de choque é proporcional a n^4 (onde n é o número quântico principal) e apresentam uma pequena separação entre níveis de energia adjacentes, o que facilita colisões com transferência ressonante de energia. As armadilhas atômicas apresentam várias vantagens para nosso estudo: i) Devido as baixas velocidades atômicas ($\leq 30\ cm/s$) podemos observar os átomos de Rydberg por longos períodos ($\simeq 1\ ms$) e verificar os efeitos do decaimento espontâneo nas colisões; ii) Através do controle adequado dos lasers de aprisionamento podemos ajustar a densidade atômica, evitando efeitos de superradiância. Inicialmente discutiremos alguns aspectos teóricos sobre átomos de Rydberg, importantes para nossos estudos, no capítulo 2. No capítulo 3 apresentamos a montagem experimental utilizada neste trabalho. O capítulo 4 apresenta as medidas dos tempos de vida do ^{85}Rb dos estados S, P e D em função do número quântico principal, variado no intervalo $31 < n < 45$. Neste capítulo são abordados também os efeitos da radiação de corpo negro nestas medidas. Estas medidas de tempo de vida são importantes para o entendimento dos processos colisionais envolvendo transferência de energia. Já no capítulo 5 estudamos a evolução temporal de dois processos colisionais $29P_{1/2} + 29P_{1/2,3/2} \longrightarrow 29S_{1/2} + 31S_{1/2}$ e $33P_{3/2} + 33P_{3/2} \rightarrow 33S_{1/2} + 34S_{1/2}$ através das populações dos estados $31S_{1/2}$ e $34S_{1/2}$ respectivamente. Para o processo $33P_{3/2} + 33P_{3/2} \rightarrow 33S_{1/2} + 34S_{1/2}$ também estudamos sua evolução em função da separação energética entre os canais de entrada e saída da colisão. Os resultados experimentais são bem reproduzido por um modelo teórico semi-clássico baseado na interação de dois átomos. No capítulo 6 apresentamos nossas conclusões e futuras direções.

Bibliografia

[1] R. Frisch, Z. Phys. **6**, 42 (1933).

[2] T. Hänsch, A. Schawlow, Opt. Comm. **13**, 68 (1975).

[3] D. Wineland, M. Dehmelt, Bull Am. Phys. Soc. **20**, 637(1975).

[4] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. S. Bagnato, C. E. Wieman, R. N. Watts, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986).

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

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

[7] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio and P. S. Julienne, Review of Modern Physics, **71**, 1 (1999).

IFSC ... DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Capítulo 2

ASPECTOS TEÓRICOS

2.1 Introdução

Átomos de Rydberg são sistemas altamente excitados onde pelo menos um elétron encontra-se em um estado cujo número quântico principal, n, é muito grande. Desde quando Rydberg, baseado nos trabalhos de Liveing e Dewar[1], no final do século XIX, propôs sua famosa fórmula, estes têm sido extensivamente estudados. Após sua proposta, os primeiros estudos explorando as propriedades destes átomos foram realizados por Amaldi e Segrè em 1934[2]. Eles investigaram o deslocamento e o alargamento por pressão dos níveis de Rydberg do Na e do K, na presença de gases raros. Acreditava-se que a presença de um átomo de Rydberg, seria similar à presença de um dielétrico o que levaria a um deslocamento para o vermelho de todas as linhas espectrais dos gases raros. Entretanto, os estudos de Amaldi e Segrè mostraram que não apenas havia um deslocamento para o vermelho, mas também para o azul, o que contradizia o modelo dielétrico[3]. Em 1934 Fermi [4] propôs que este efeito seria devido ao espalhamento do elétron de Rydberg por um átomo de um gás raro, e não devido ao efeito de dielétrico. Se considerarmos o

efeito da interação de curto alcance do elétron de baixa energia com o átomo de gás raro, as observações concordam muito bem com as previsões. Este talvez tenha sido o primeiro exemplo do uso dos átomos de Rydberg para o estudo de espalhamento de elétrons de baixa energia. Pouco tempo depois Jenkins e Segrè (1939)[5], notaram que estes átomos de Rydberg com seu enorme raio orbital, apresentavam efeitos de diamagnestismo, que dependem da área da órbita do elétron de Rydberg. Suas medidas mostravam de uma forma clara os deslocamentos quadráticos de energia e a mistura dos estados ℓ produzidos pela interação diamagnética.

O interesse pelos átomos de Rydberg permaneceu um pouco adormecido até reaparecer com a astrofísica na década de 50. Os átomos de Rydberg são encontrados em abundância no espaço interestelar, pois este meio está sujeito à radiação ultravioleta das estrelas, aos raios X de objetos extragaláticos, à coroa galática e aos raios cósmicos originados de explosões de supernovas, ventos estelares, colisões entre nuvens interestelares, etc... Neste espaço os átomos de Rydberg são formados por recombinação radiativa [6], o que produz uma população significante de átomos em níveis em grandes intervalos de número quântico principal. A emissão espontânea de estados de Rydberg de hidrogênio atômico tem sido observada a partir de níveis com $n = 390$!!!. As emissões constituem uma ferramenta para diagnosticar a natureza dos ambientes físicos nos quais os níveis são excitados e em quais eles irradiam[6]. Estas emissões têm sido observadas para uma grande variedade de situações incluindo-se aí regiões galáticas, nebulosas planetárias, etc..

Estes átomos apresentam características exacerbadas, o que os tornam extremamente interessantes para o estudo de vários conceitos físicos. Mas apenas com o advento dos lasers sintonizáveis de corante, o trabalho com átomos de Rydberg, tornou-se mais simples, pois estes podem ser facilmente sintonizados para excitar o átomo a um nível específico. Um outro aspecto que os torna extremamente interessantes é a sua regularidade, ou seja, estes átomos oferecem a oportunidade de estudos sistemáticos em função

da dependência com o número quântico principal de algumas propriedades atômicas[3]. Outra característica única é o fato destes átomos serem extremente sensíveis à perturbações externas (campos elétricos, magnéticos, rádio-frequência, microondas, etc...), assim seu estudo é extremamente interessante, por exemplo, para observações de efeitos de diamagnetismo[7]. Estas características podem ser utilizadas para detecção quântica de alta eficiência, baixo ruído, sintonizável; a qual é de grande interesse no estudos de baixas temperaturas, astrofísica, comunicações, etc...[7].

2.2 Propriedades dos Átomos de Rydberg

Nesta secção apresentamos um descrição sucinta de como calcular as propriedades dos átomos de Rydberg. Lógico que para isto necessitaremos de suas respectivas funções de onda. Para o caso do átomo de hidrogênio, isto não se constitue um problema, visto que o mesmo pode ser resolvido analiticamente. No caso dos alcalinos consideraremos o potencial coulombiano atuando sobre o elétron de valência e utilizaremos a teoria do defeito quântico para realizar os cálculos. Dividiremos a interação dos $N+1$ elétrons com o núcleo da seguinte forma: i) A interação entre N elétrons mais internos com o núcleo; ii) E a interação entre o caroço (núcleo e N elétrons internos) com o elétron de valência. Isto é possível visto a diferença entre as suas energias de ligação e também pelo fato da função de onda do caroço estar limitada a uma pequena região do espaço em torno do núcleo. Assim o potencial a que o elétron de valência está sujeito é basicamente Coulombiano, $V(r) \approx e^2/r$ $(r \geq r_0)$. Isto levará a obtenção de funções de onda hidrogenóides, as quais são bem conhecidas[8]. Também não podemos esquecer do momentum angular orbital, o qual para altos valores de n pode levar ao aparecimento de altos ℓ. Neste trabalho estamos apenas interessados em baixos valores de ℓ. Usando a teoria de Bohr-Somerfeld para baixos ℓ temos que o elétron de valência se moverá em uma órbita elíptica

de grande excentricidade, com uma parte dependente de ℓ e a outra de n[8]. Em primeira aproximação, onde consideramos o caroço como puntual[8], a função de onda radial é escrita como:

$$R_{n\ell} = f(n, \ell; \rho)/r, \tag{2.1}$$

com $\rho = r/a_0$, a_0 é o raio de Bohr e $f(n, \ell; \rho)$ é a função angular de Coulomb[9]. Para estados com baixos ℓ, a teoria semi-clássica WKB, nos fornece uma expressão mais simples, especialmente longe dos pontos clássicos de retorno do movimento radial ($r_1 \ll r \ll r_2$)[7]:

$$R_{n\ell} = (-1)^{\ell}(\frac{2}{\pi^2})^{1/4} n^{-3/2} \rho^{-3/4} \cos[(8\rho)^{1/2} - \frac{3}{4}\pi]. \tag{2.2}$$

Notemos que para n muito grande, r_1e r_2 são dados por:

$r_1 \simeq (\ell + \frac{1}{2})^2 a_0 \quad ; \quad r_2 \simeq 2n^2 a_0.$

Assim, próximo a região de r_1 a órbita depende principalmente de ℓ e independe da energia, ao passo que na região mais afastada, r_2, depende principalmente de n. Mas esta aproximação (caroço puntual) é limitada. Se ℓ tiver um valor muito baixo, tal que $r_1 < r_0$ (r_0 raio do caroço), o elétron de valência sentirá a presença do caroço, independente do valor de n, e isto afetará sensivelmente as propriedades atômicas. Sendo assim, devemos fazer distinção entre órbitas penetrantes (baixos valores de ℓ) e órbitas não penetrantes (altos valores de ℓ), situação em que o modelo do caroço puntual é válido[8]. Para o caso de órbitas penetrantes, Seaton[9] desenvolveu a teoria do defeito quântico. Basicamente, esta teoria diz que a interação entre o elétrons e o caroço está limitada a uma pequena região do espaço (de raio r_0). Para $r_1 > r_0$, já sabemos que o potencial é Coulombiano e consequentemente sua função de onda é conhecida. No caso de $r_1 < r_0$, não temos informação sobre o potencial, a não ser o fato que ele produz em $r = r_0$ um deslocamento de fase (δ) na função de onda radial do átomo como mostrado na fig.2.1.

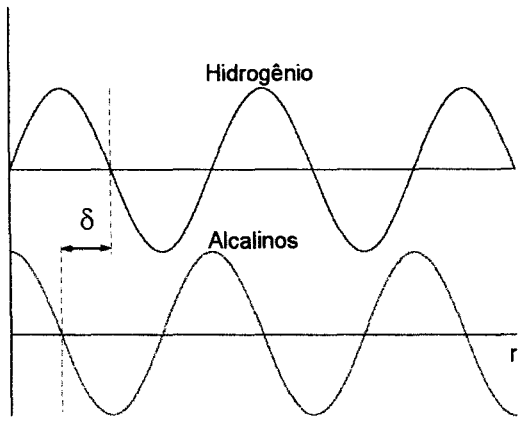

Figura 2.1: Funções de onda do hidrogênio e dos átomos alcalinos. O potencial mais baixo dos alcalinos introduz um deslocamento radial, δ. Este deslocamento leva a um decréscimo das energias nos estados de baixo ℓ dos alcalinos em relação ao hidrogênio.

Desta forma os níveis de energia serão dados então por[8]:

$$E_n = -\frac{R}{n^{*2}}, \tag{2.3}$$

onde $n^* = n - \delta$ é o número quântico efetivo e δ o defeito quântico, o qual foi introduzido originalmente por Rydberg como um parâmetro fenomenológico.

Uma vez de posse destas funções de onda podemos calcular algumas propriedades atômicas interessantes para nós. Na tabela2.1 mostramos algumas das propriedades dos átomos de Rydberg[11] em função do número quântico efetivo.

Observando a tabela2.1, podemos tecer alguns comentários. A energia de ligação do elétron de valência decrescem com $1/n^{*2}$, o raio orbital por sua vez cresce com n^{*2} e a seção de choque é proporcional a n^{*4}. Devido a estas propriedades o estudo de colisões com transferência de energia são facilitados, visto que a seção de choque é muito grande e os níveis de energia estão muito próximos, ou quais podem se sintonizados por campos externos elétricos e magnéticos [12]. Os grandes elementos de dipolo (n^{*2})

Propriedade	Dependência em n^*
Energia de Ligação	n^{*-2}
Energia entre estados adjacentes	n^{*-3}
Raio Orbital	n^{*2}
Seção de choque geométrica	n^{*4}
Momento de dipolo $\langle nd \mid er \mid np \rangle$	n^{*2}
Polarizabilidade	n^{*7}
Tempo de Vida Radiativo	n^{*3}
Intervalo de Estrutura Fina	n^{*-3}

Tabela 2.1: Propriedades dos átomos de Rydberg em função do número quântico efetivo n^*.

também permitem uma grande interação entre tais átomos e a radiação, como exemplo podemos citar sua interação com a radiação de corpo negro[11]. O longo tempo de vida destes átomos também é fundamental para a realização de alguns experimentos de física moderna, por isto o discutiremos em maior detalhe.

2.2.1 Tempo de Vida e Radiação de Corpo Negro

O tempo de vida de uma estado atômico depende basicamente do acoplamento deste com os demais estados do átomo. Para os estados de Rydberg do hidrogênio, por exemplo, a dependência do tempo de vida ($\tau_{n\ell}$) em função de n pode ser obtida calculando-se a taxa de radiação envolvendo funções hidrogenóides[12]. Podemos escrever a taxa de decaimento radiativo ($1/\tau_{n\ell}$), em termos dos coeficientes A de Einstein[7]:

$$\frac{1}{\tau_{n\ell}} = \sum_{n'\ell'} A_{n\ell,n'\ell'} \tag{2.4}$$

$$A_{n'\ell',n\ell} = \frac{4e^2\omega^3_{n\ell,n'\ell'}}{3\hbar c^3}\frac{\ell_{máx}}{2\ell+1} \mid \langle n'\ell' \mid r \mid n\ell \rangle \mid^2, \tag{2.5}$$

onde: $\omega_{n\ell,n'\ell'} = (W_{n'\ell'} - W_{n\ell})/\hbar$

$\ell_{máx}$ é o maior valor entre ℓ e ℓ'

$\langle n'\ell' \mid r \mid n\ell \rangle$ é o elemento de matriz da transição atômica.

$W_{n\ell}$ é a energia referente a cada estado.

Em termos da força de oscilador os coeficientes A podem ser escritos como[11]:

$$A_{n'\ell',n\ell} = -\frac{2e^2\omega^2_{n\ell,n'\ell'}}{\hbar c^3}\,\bar{f}_{n'\ell',n\ell} \tag{2.6}$$

onde:

$$\bar{f}_{n'l'nl} = \frac{2}{3}\omega_{nln'l'}\frac{l_{\max}}{2l+1}|< n'l'|r|nl >|^2 \tag{2.7}$$

A utilização das forças de oscilador é conveniente pois elas satifazerem à várias regras de soma. As regras mais úteis, que são válidas para um elétron em um potencial central são[7]:

$$\sum_{n'} \bar{f}_{n'\ell-1,n\ell} = -\frac{1}{3}\frac{\ell(2\ell-1)}{2\ell+1} \tag{2.8}$$

e

$$\sum_{n'} \bar{f}_{n'\ell+1,n\ell} = \frac{1}{3}\frac{(\ell+1)(2\ell+3)}{2\ell+1} \tag{2.9}$$

de forma que

$$\sum_{n'} \bar{f}_{n'\ell',n\ell} = 1 \tag{2.10}$$

O que podemos observar da eq.2.6, é que a força de oscilador sendo menor, menor será o valor dos coeficientes A, e consequentemente maior será o tempo de vida do estado nl. Em geral os estados de Rydberg decaem para um estado de $\ell - 1$ mais baixo; a única exceção é dos estados S, os quais decaem para o estado P mais baixo,[11]. Para grande valores de n, o parâmetro A só depende do elemento de matriz entre o estado de

Rydberg e os estados abaixo dele, pois a frequência da transição é basicamente constante. O quadrado deste elemento de matriz radial da eq.2.5 apresenta uma variação com n^{-3}, devido a normalização das funções de onda de Rydberg. O que leva, para estados de ℓ mais baixos, a[11]:

$$\tau_{n\ell} \propto n^3 \tag{2.11}$$

e para estados de ℓ mais altos isto já não é mais verdade e passa a ser descrito da seguinte forma[11]:

$$\tau_{n\ell=n-1} \propto n^5 \tag{2.12}$$

Este tipo de generalização foi feita por Theodosiou[13] em mais detalhes para os estados S, P, D e F dos alcalinos. Sua expressão para o tempo de vida à temperatura $T = 0K$ pode ser escrita como:

$$\tau = \tau_0 n^{*\alpha}, \tag{2.13a}$$

Na tabela2.2, temos os parâmetros α e τ_0 para os diferentes estados e alcalinos[14]. Fica evidente então da observação da tabela2.2, que os estados nP, são os que tem maior tempo de vida.

		s	p	d	f
Li	τ_0 (ns)	1,39	5,69	0,59	0,96
	α	2,80	2,78	2,92	3,06
Na	τ_0 (ns)	1,38	8,35	0,96	1,13
	α	3,00	3,11	2,99	2,96
K	τ_0 (ns)	1,32	6,78	5,94	0,83
	α	3,00	2,78	2,82	2,95
Rb	τ_0 (ns)	1,43	2,76	2,09	0,76
	α	2,94	3,02	2,85	2,95
Cs	τ_0 (ns)	1,43	4,42	0,96	0,69
	α	2,96	2,94	2,93	2,94

Tabela 2.2: Parâmetros de ajuste segundo Referência[14].

Em transições no regime óptico, os efeitos da radiação de corpo negro à temperatura ambiente nas transições atômicas são ignorados. Mas quando olhamos para transições de baixas energias em um átomo ($h\nu \ll kT$) os efeitos da radiação de corpo negro tornam-se mais relevantes pois passam a induzir transições e produzir deslocamentos de energia dos níveis atômicos [15]. Nos átomos de Rydberg, por terem baixa frequência de transição com elementos de matriz de dipolo elétrico muito grandes, estes efeitos são mais facilmente observados.

Mas por que os átomos de Rydberg são tão afetados pela radiação de corpo negro? Podemos responder a esta pergunta lembrando que o espaçamento em energia entre os níveis de Rydberg é pequeno, ou seja $\Delta W < kT$ a 300 K. Neste intervalo de energia, há um número considerável de fótons no campo de radiação de corpo negro que pode induzir transições entre níveis atômicos vizinhos, levando à ionização ou desexcitação do átomo. Além disso pode haver redistribuição da população em um estado inicial, levada até lá por exemplo por exitação de um laser, para outros estados energeticamente próximos, por transições de dipolo induzidas por radiação de corpo negro[11]. Desta forma precisamos calcular as taxas das transições induzidas pela radiação de corpo negro entre níveis vizinhos. Para fazer isto vamos escrever o campo de radiação em termos do número de ocupação por modo do campo de radiação, $\overline{n}$, que é dado por[16] :

$$\overline{n} = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \tag{2.14}$$

Para baixas frequêcias, $h\nu \ll kT$, a eq.2.14, fica reduzida a:

$$\overline{n} = \frac{kT}{h\nu} \tag{2.15}$$

Devido ao fato das flutuações de vácuo, que levam à emissão espontânea, serem

pequenas a radiação de corpo negro em frequências maiores que $kT/h\overline{n}$, não são significantes [11]. Agora vamos considerar as taxas de transição de emissão e absorção induzidas pela radiação de corpo negro e compará-las com a taxa de emissão espontânea. A taxa de decaimento espontâneo do estado $n\ell$ para um estado $n'\ell'$, como vimos, é dada pelos coeficientes A de Einstein. Quando temos radiação térmica presente a taxa de emissão estimulada $K_{n'\ell',n\ell}$, é na verdade:

$$K_{n'\ell',n\ell} = \overline{n}A_{n'\ell',n\ell}, \tag{2.16}$$

sendo $\overline{n}$ calculado implicitamente na frequência $\omega_{n'\ell',n\ell}$. Em termos da força do oscilador:

$$K_{n'\ell',n\ell} = -2\overline{n}\alpha^3\omega^2_{n'\ell',n\ell}\,\bar{f}_{n'\ell',n\ell}, \tag{2.17}$$

onde α é a constante de estrutura fina, $\omega_{n'\ell',n\ell}$ é a diferença de energia $W_{n'\ell'} - W_{n\ell}$ entre os estados, e $\bar{f}_{n'\ell',n\ell}$a força de oscilador. Além disso temos que considerar a absorção da radiação de corpo negro pelo átomo de Rydberg. Se isto for feito podemos expressar a taxa de emissão estimulada e absorção como:

$$K_{n'\ell',n\ell} = 2\alpha^3\overline{n} \mid f_{n'\ell',n\ell} \mid \omega^2_{n'\ell',n\ell}. \tag{2.18}$$

A partir dai podemos calcular a taxa de decaimento induzida por radiação de corpo negro pode ser escrita como somando a contribuição dos differentes estados[15]:

$$\frac{1}{\tau^{bb}_{n\ell}} = 2\alpha^3\sum_{n'}\overline{n} \mid f_{n'\ell',n\ell} \mid \omega^2_{n'\ell',n\ell} \tag{2.19a}$$

Assim a taxa total de decaimento de um estado de Rydberg passa a ser dada por:

$$\frac{1}{\tau_{n\ell}^{T}} = \frac{1}{\tau_{n\ell}} + \frac{1}{\tau_{n\ell}^{bb}}. \tag{2.20}$$

Mas ainda precisamos calcular explicitamente a contribuição do corpo negro. Para isto consideraremos que as contribuições mais importantes vem das transições para estados mais próximos, onde $\omega_{n'\ell',n\ell} \ll kT$. Combinando isto com a eq.2.15, em unidades atômicas, temos $1/\tau_{n\ell}^{bb}$ escrito como:

$$\frac{1}{\tau_{n\ell}^{bb}} = 2\alpha^3 kT \sum_{n'} \bar{f}_{n'\ell',n\ell}\, \omega_{n'\ell',n\ell}. \tag{2.21}$$

Para um átomo de um elétron, podemos usar a regra da soma[7] :

$$\sum_{n'} \bar{f}_{n'\ell',n\ell}\, \omega_{n'\ell',n\ell} = \frac{2}{3n^2} \tag{2.22}$$

e assim escrever[17] :

$$\frac{1}{\tau_{n\ell}^{bb}} = \frac{4\alpha^3 kT}{3n^2}. \tag{2.23}$$

Esta expressão apresenta uma incerteza de 30% para $n = 15$ e melhora conforme n aumenta. Um resultado importante que advém desta expressão é que $1/\tau_{n\ell}^{bb}$, não depende de ℓ. A taxa de decaimento radiativo decresce rapidamente quando ℓ cresce, para altos ℓ, a taxa de decaimento induzida por corpo negro, é muito maior que a taxa de emissão espontânea[17]. A radiação de corpo negro também pode induzir ainda um deslocamento Stark AC, que não consideraremos pois são muito pequenos e não modificam

nossos resultados [11, 12, 17].

2.2.2 Efeito Stark em Átomos de Rydberg

Os níveis de energia de um átomo podem ser alterados pela ação de um campo elétrico, o chamado efeito Stark [18]. Nosso problema é calcular o efeito Stark em alcalinos, isto pode ser resolvido encontrando-se os autovalores da seguinte Hamiltoniana[11]:

$$H = -\frac{\nabla^2}{2} + \frac{1}{r} + V_d(r) + E_z, \tag{2.24}$$

onde $V_d(r)$ é a diferença entre o potencial experimentado pelo elétron e o potencial coulombiano, e $V_d(r)$ é não nulo somente próximo a $r = 0$. A maneira de resolver este problema, é diagonalizando a matriz do hamiltoniano. Usando os estados esféricos como funções base, a Hamiltoniana apresentará os seguintes elementos diagonais para campo zero[11] :

$$\langle n\ell m \mid H \mid n\ell m\rangle = -\frac{1}{2(n-\delta_\ell)^2}. \tag{2.25}$$

Os métodos para calcular os elementos de matriz são descritos por Zimmerman e colaboradores[19], que utilizaram o método Numerov de integração numérica. Neste trabalho é apresentado um diagrama de níveis de energia em função do campo elétrico obtido diagonalizando a matriz a Hamiltoniana. Na figura2.2 temos um exemplo típico deste tipo de diagrama. Como podemos observar os níveis de energia de diferentes n não se cruzam, estes são os chamados cruzamentos evitados.

Esta sensibilidade dos átomos de Rydberg ao efeito do campo elétrico é largamente aplicada na detecção dos mesmos e a técnica utilizada chama-se ionização por campo elétrico. Este tipo de detecção permite não somente obter uma medida das populações nos estados de Rydberg, mas pode também determinar em qual estado $n\ell$ os

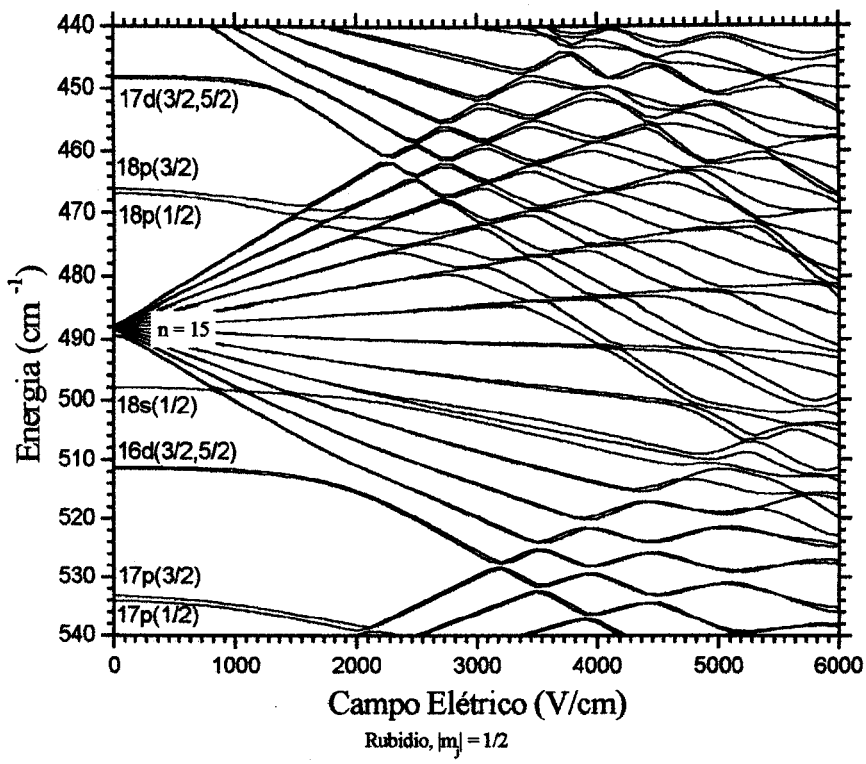

Figura 2.2: Mapa Stark para o Rubídio com $m_j = 1/2$, em torno de $n = 15$[19].

átomos estão, sendo assim extremamente seletiva. Esta detecção faz uso do baixo limite de ionização dos átomos. A superposição do potencial atômico e do potencial linear do campo aplicado resulta em um potencial com estrutura do tipo ponto de sela, como mostra a figura2.3. Uma aproximação simples para a ionização por campo é dizer que os estados acima do ponto são ionizáveis e os pontos abaixo, são estáveis. Na realidade existe um valor crítico de campo definido como sendo o valor onde começa a ionização, que varia com n^{-4}, ou seja, em termos do número quântico efetivo n^*, $E \propto \frac{1}{n^{*4}}$. A seletividade na detecção vem do fato que o limiar de ionização depende da energia de ligação,ou seja, de n e ℓ, e também varia para um dado nível entre m_ℓ diferentes[20].

Experimentalmente utiliza-se um campo elétrico pulsado[11], cujo tempo de subida pode variar entre nanosegundos e microsegundos. Em geral, aplica-se este campo

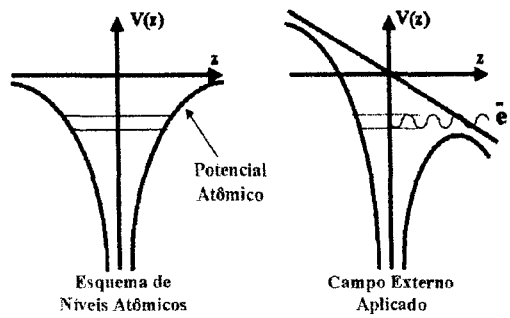

Figura 2.3: Esquema do potencial atômico e o campo aplicado

elétrico depois de um intervalo de tempo em relação ao pulso do laser usado para a excitação. Os átomos de Rydberg em diferentes estados nl serão ionizados em diferentes campos elétricos, ou seja, em tempos diferentes e poderão ser discriminados por tempo de vôo.

2.3 Colisões com Átomos de Rydberg

Os átomos de Rydberg são irresistíveis para se estudar colisões por algumas razões: i) Estes átomos são muito grandes, com raio orbital $\sim n^2 a_0$ e seção de choque $\sigma \sim n^4$; ii) Também são muito sensíveis a campos externos, o que permite ajustar a energia dos estados envolvidos em uma colisão; iii) A diferença de energia entre os estados é muito pequena, permitindo encontrar estados que permitam colisões envolvendo transferência de energia. As interações entre átomos de Rydberg podem ser divididas em duas categorias[3], uma em que o átomo interage com parceiro neutro (podendo ser um átomo ou uma molécula) e a outra onde ele interage separadamente com uma partícula carregada

ou um outro átomo de Rydberg. Estas interações diferem entre si pelo seu alcance. No primeiro caso por exemplo a colisão esta sujeita a um potencial de curto alcance, que resulta de uma interação do tipo dipolo-dipolo induzido. No segundo caso as interações envolvidas estão sujeitas a um potencial de longo alcance.

Em nosso trabalho estamos interessados neste último caso. Em particular nos interessamos por colisões com transferência ressonante de energia; esta ocorre quando dois átomos colidem e durante o processo um deles perde energia interna, que é ganha pelo outro [11]. Em geral colisões entre átomos ou moléculas que estejam em baixos estados excitados não ocorrem de maneira ressonante, isto porque o espaçamento entre os níveis de energia sendo grandes, não permitem igual trasferência de energia [21]. Existem sistemas atômicos que possuem esta condição, os exemplos mais notável deles é o dos lasers de $He - Ne$ e CO_2.

Este processo ocorre da seguinte forma, os átomos iniciam a colisão, podem estar no mesmo estado ou não. Suponhamos que eles estejam nos estados $\mid n_1\ell_1 m_{j1}\rangle$ e $\mid n_2\ell_2 m_{j2}\rangle$, com energias W_1 e W_2. O momento de dipolo do átomo 1, interage com o momento de dipolo do átomo 2, quando passam um próximo ao outro. Esta interação dipolo-dipolo faz com que os átomos 1 e 2 sofram uma transição de dipolo para os estados $\mid n_1'\ell_1' m_{j1}'\rangle$ e $\mid n_2'\ell_2' m_{j2}'\rangle$ com energias W_1' e W_2' respectivamente e as transições de dipolo exigem que $\Delta\ell_i = \pm 1$ e $\Delta m_{ji} = 0, \pm 1$. Face aos grandes deslocamentos Stark dos átomos de Rydberg, é possível sintonizá-los em uma condição ressonante de colisão [11].

Em nosso experimento, dois átomos encontram-se inicialmente no estado nP, e que durante a colisão eles sofram a transição para os estados nS e $(n+1)S$, por transições de dipolo com elementos de matriz μ_1 e μ_2. Podemos usar como exemplo desta colisão, a que acontece entre dois átomos de Rydberg de Rb, consideremos então o seguinte processo

colisional, representado esquematicamente na fig.2.4:

$$nP_{3/2} + nP_{3/2} \rightarrow nS_{1/2} + (n+1)S_{1/2}. \tag{2.26}$$

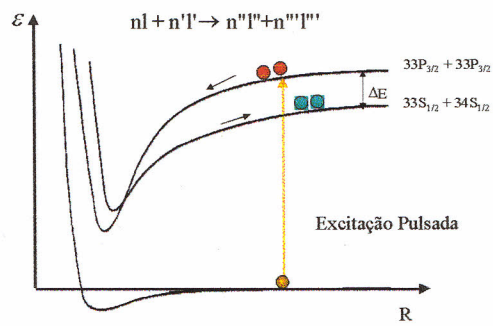

Figura 2.4: Diagrama esquemático mostrando o mecanismo de colisão ressonante, em que os átomos são excitados para um nível de Rydberg.

Cada um destes estados é acoplado por dipolo e suas interações podem ser calculadas com algumas considerações[22, 23]. Tratando-se o problema classicamente, os elementos de matriz de dipolo podem ser vistos como dipolos clássicos oscilantes, com momento de dipolo igual ao elemento de matriz, e frequência de oscilação correspondente a frequência de transição[22]. Na realidade, em nosso trabalho utilizaremos um modelo semi-clássico desenvolvidos por nós para descrever a evolução temporal deste processo colisional, o qual veremos em maiores detalhes no capítulo 5.

Bibliografia

[1] G.D. Liveing and J.D. Dewar, Proc. Roy. Soc. London, **29**, 398(1879)

[2] E. Amaldi and E. Segrè, Nuovo Cimento, **11**, 145 (1934).

[3] T.F. Gallagher, *Rydberg Atoms,* Rep. Prog. Phys. **51**, 143 (1988).

[4] E. Fermi, Nuovo Cimento, **11**, 157 (1934).

[5] F. A. Jenkins and E. Segrè, Phys Rev. **55**, 59 (1939).

[6] A. Dalgarno, *Rydberg States of Atoms and Molecules,* Cambridge University Press, Cambridge, (1983).

[7] H. Metcalf, Nature, **284**, 127 (1980).

[8] C. Fabre and S. Haroche, *Rydberg States of Atoms and Molecules,* Cambridge University Press, Cambridge, (1983)

[9] M. J. Seaton, *Quantum Defect Theory,* Rep. Prog. Phys. **46**, 167 (1983)

[10] H. A.Bethe and E. E. Salpeter *Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms,* New York Academic, (1957).

[11] T.F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge University Press (1994).

[12] J.A C.Gallas, G.Leuchs, H.Walther and H.Figger, *Advances in Atomic, and Molecular Physics*, vol **20**, pp 413 - Academic Press (1985).

[13] C.E. Theodosiou, Phys. Rev. A **30,** 2881 (1984).

[14] F. Gounand, J. Phys. (Paris), **40**, 457(1979).

[15] T.F. Gallagher, W. E. Cooke, Phys. Rev. Lett., **42**, 835 (1979).

[16] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press, London (1973).

[17] T.F. Gallagher, W.E. Cooke, and S.A. Edelstein, Phys. Rev. A, **17**, 904 (1978).

[18] D. Kleppner, M. Littman and M.L. Zimmerman, *Rydberg States of Atoms and Molecules,* Cambridge University Press, Cambridge, (1983).

[19] M.L. Zimmerman, M.G.Littman, m.M. Kash, and D. Kleppner Phys. Rev. A, **20**, 2251 (1979).

[20] T.F. Gallagher, L. Humphrey, R.M. Hill, and S.A. Edelstein, Phys. Rev. Lett, **37**, 1465 (1976).

[21] M.J. Renn, W.R. Anderson, and T.F. Gallagher, Phys. Rev. A, **49**, 908 (1994).

[22] T.F. Gallagher, Phys. Rep. **210**, 319 (1992).

[23] J.R. Veale, W.R. Anderson, M.R. Gatzke, M. Renn and T.F. Gallagher, Phys. Rev. A, **54**, 1430 (1996).

Capítulo 3

MONTAGEM EXPERIMENTAL

Neste capítulo, descreveremos o aparato experimental utilizado, expondo de uma forma geral o funcionamento da armadilha magneto-óptica, o laser pulsado, o sistema de deteção e aquisição de dados.

3.1 Armadilha magneto-óptica

A armadilha magneto-óptica já está bem descrita em detalhes na literatura[1, 2], de forma que seremos breves na descrição de seu funcionamento. Explicaremos o princípio básico de funcionamento de um MOT em uma dimensão que então será generalizado para três dimensões. Seja então um átomo hipotético de dois níveis, com estado fundamental de momento angular igual a $S = 0$ ($m_s = 0$) e o estado excitado com $S = 1$ ($m_s = -1, 0$ ou 1). Tal átomo se encontra imerso em um campo magnético que varia linearmente com a posição. Suponhamos um campo fraco, de forma que se possa escrever a separação Zeeman como sendo linear com o campo, isto é $\Delta E = \mu m_s B$. Dois feixes lasers, um com polarização σ^- propagando-se na direção $-z$ e o outro com polarização σ^+ propagando-se na direção $+z$, ambos sintonizados abaixo de frequência natural de ressonância do átomo,

ou seja $\Delta < 0$. Agora considera-se as seguintes situações: Para $z > 0$, o átomo absorve mais fótons do feixe polarizado σ^-, pois a frequência deste está mais próxima da transição $S = 0$ $(m_s = 0) \Rightarrow S = 1$ $(m_s = -1)$ do que a frequência do outro está da transição $S = 0$ $(m_s = 0) \Rightarrow S = 1$ $(m_s = 1)$. Para $z < 0$, ocorrerá então justamente o inverso, com o átomo absorvendo mais do feixe com polarização σ^+ . Esta situação resulta em uma força restauradora que tenta manter o átomo na origem $(z = 0)$. Devido ao fato da frequência dos feixes estar abaixo da ressonância surge uma força dissipativa que remove energia do átomo [1]. Desta forma tem-se uma sistema que aprisiona e resfria átomos, como podemos ver na fig.3.1. Para a implementação deste sistema em três dimensões acrescentamos mais dois pares de feixes ortogonais contrapropagantes. O campo magnético tridimensional é gerado por um par de bobinas anti-Helmholtz como pode ser observado na fig.3.1.

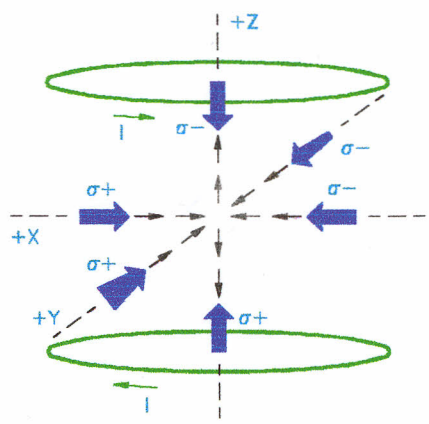

Figura 3.1: Esquema de uma armadilha magneto-óptica tridimensional.

Em nossa montagem o vapor de Rb sai de um reservatório mantido a -20° C através de uma válvula dentro de uma câmara principal mantida a um pressão de fundo de 10^{-10} Torr (como podemos ver na figura 3.2) . Três feixes laser mutualmente ortogonais retrorefletidos são gerados a partir de laser de diodo de alta potência (60 mW). A largura de linha deste (escravo) é de aproximadamente 40 MHz, mas com a injeção de outro laser de diodo (mestre) cuja largura de linha é menor que 1 MHz podemos reduzir sua

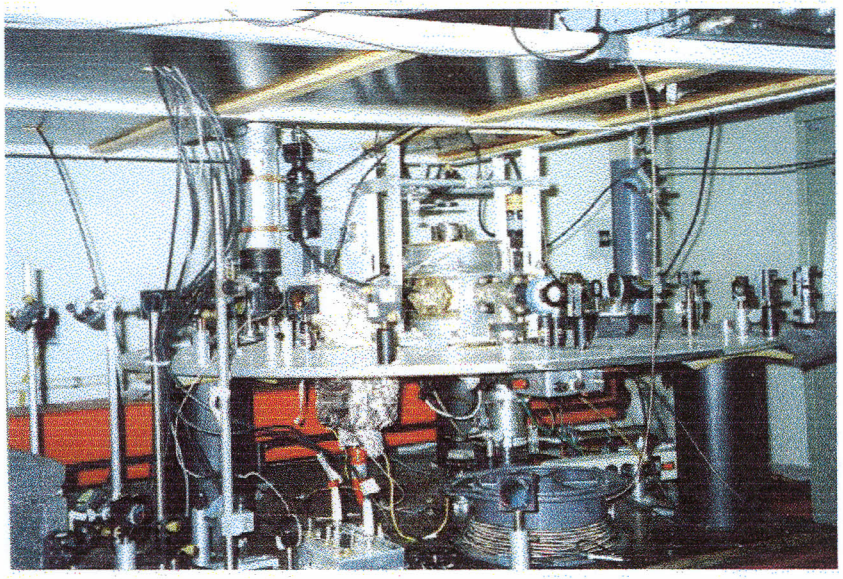

Figura 3.2: Fotografia mostrando na parte superior da plataforma, ao centro, a câmara de aprisionamento.

largura de linha. O laser mestre é sintonizado 5 MHz para o vermelho da transição atômica $5S_{1/2}$(F=3)→$5P_{3/2}$(F'=4). As bobinas de campo magnético estão localizadas fora da câmara e produzem um gradiente de campo axial em torno de 10 Gauss/cm próximo do centro. Um outro laser, também de diodo, sintonizado para a transição $5S_{1/2}$(F=2)→$5P_{3/2}$(F'=3) funciona como um rebombeio. A intensidade total na armadilha esta em torno de 50 mW/cm^2. Esta configuração de campo magnético estático e campo de luz, com polarização apropriada do laser, cria um ambiente que aprisiona e resfria os átomos em torno de 300 μK. O número de átomos aprisionados é medido pela fluorescência em uma fotomultiplicadora (PMT) calibrada e o volume da nuvem pode ser encontrado através de imagens tomadas de uma câmera (CCD). Estes dois valores são utilizados para calcular a densidade atômica. A fig.3.3 dá uma visão geral da montagem de nosso experimento

Os átomos de Rubídio são preparados na armadilha no estado $5P_{3/2}$, como podemos ver na figura3.4a. Estes depois de preparados, são elevados ao estado de Rydberg

desejado (nl). Na figura3.4b, mostramos a excitação dos átomos para os estados de Rydberg que é realizada usando-se um laser de corante através de uma transição de um fóton, onde 480 $nm \leq \lambda_P \leq 483$ nm. Em um experimento inicial da medida do tempo de vida do estado $27D$ utilizamos uma transição de dois fotons partindo do estado fundamental.

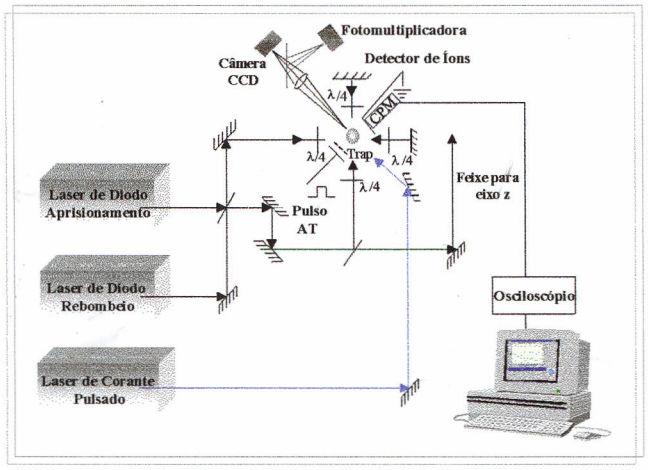

Figura 3.3: Esquema geral da montagem experimental, mostrando os lasers responsáveis pelo funcionamento da armadilha, o laser pulsado , o sistema de imagem (câmera CCD) e detecção.

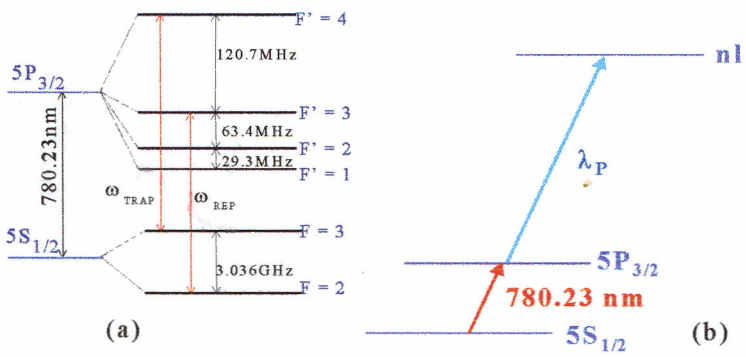

Figura 3.4: Esquema de excitação do átomos de Rubídio aos estados de Rydberg. a) As transições na armadilha, aprisionamento e rebombeio. b) A fotoexcitação para os níveis de Rydberg, dependendo do estado a ser atingindo 480 $nm \leq \lambda_P \leq 483$ nm.

3.2 O laser pulsado

Neste experimento utilizamos uma transição de um fóton para excitar os átomos de rubídio que estão no estado $5P_{3/2}$. Esta transição é produzida por um laser de corante, pulsado, com as seguintes características: energia de 0,5 mJ/pulso, 4ns, taxa de repetição de 10 Hz entre $\lambda \sim 480$ nm e $\lambda \sim 483$ nm, bombeado pelo terceiro harmônico de um laser de Nd:YAG. Neste laser utilizamos o corante LD 473, diluído em metanol à uma concentração de 250 mg/L (veja fig. 3.5). Este laser foi construído nos laboratórios do nosso grupo[3]. Em um experimento inicial operamos o laser para realizar uma transição de dois fotons utilizando rhodamina6g.

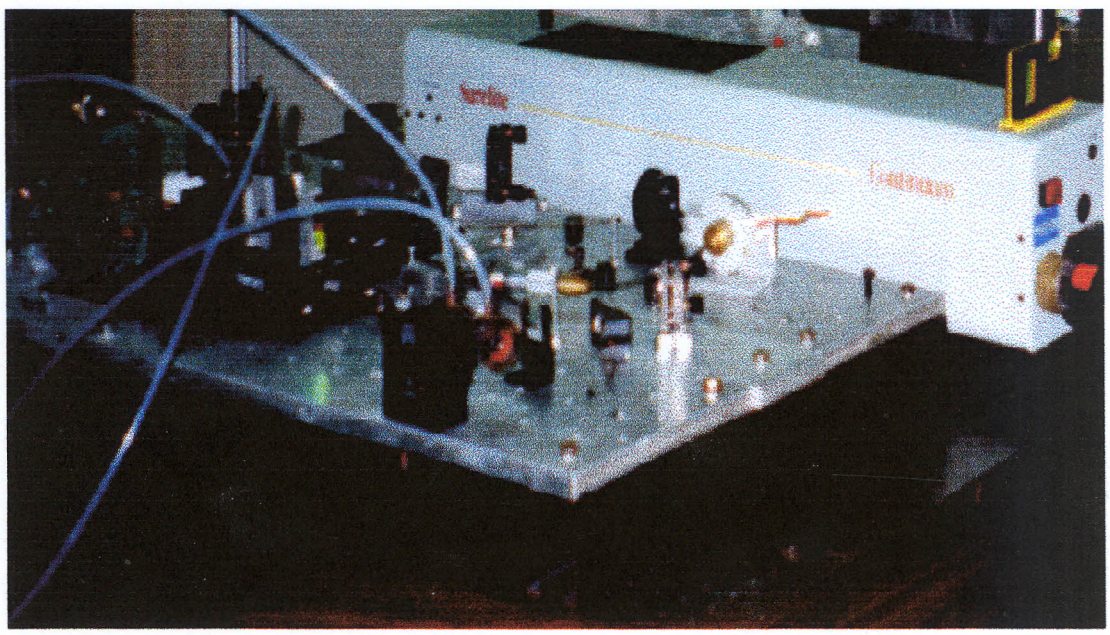

Figura 3.5: Esta fotografia mostra o laser de corante usado em nosso experimento. Ao fundo podemos ver o laser de Nd:YAG que bombeia o laser de corante.

A cavidade do nosso laser foi construída baseada no modelo proposto por Littman[4], onde utilizamos duas grades de difração, sendo que em uma delas sintonizamos o comprimento de onda desejado. A escolha desta configuração está relacionada ao fato de conseguir-se uma largura de linha menor, o que é extremamente interessante para o nosso

trabalho, visto que a separação entre os estados com n alto, é pequena. A figura 3.6 mostra o esquema de nossa cavidade, onde pode-se notar à esquerda um espelho de reflexão total que tem a função de amplificar a potência de saída do feixe. Esta configuração mantem estreita a largura de linha e torna o alinhamento do laser simples.

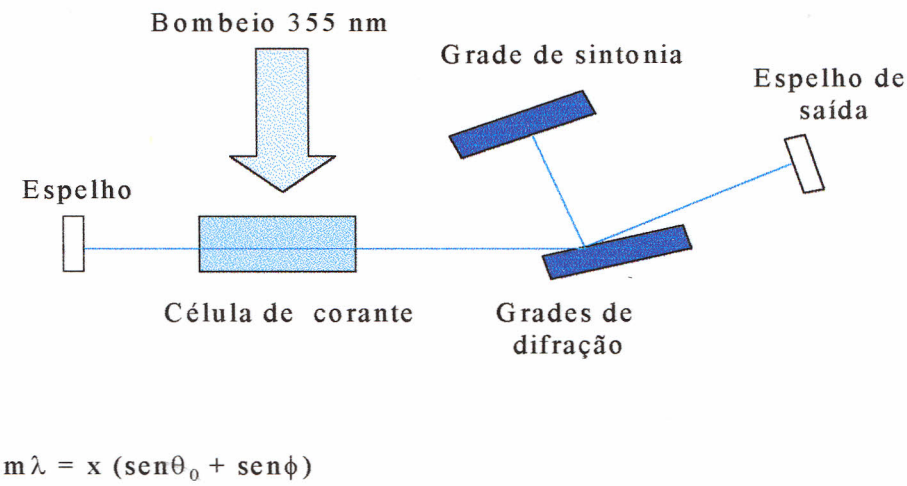

Figura 3.6: Esquema de funcionamento da cavidade do laser de corante.

Quando queremos modificar o comprimento de onda, movemos uma das grades, utilizando para isso um parafuso micrométrico, que faz com que consigamos percorrer o intervalo de λ desejado. As relações básicas que descrevem o nosso sistema são:

$$m\lambda = x(sen\theta_i + sen\theta_d), \tag{3.1}$$

onde x é o período da grade, m é a ordem de difração da grade, θ_i é o angulo de incidência na grade e θ_d o angulo do raio difratado.

Utilizamos toda luz ultravioleta para bombear o oscilador, o que nos permite ter uma potência maior de saída do laser azul. A sintonia do comprimento de onda desejado é feita atavés da movimentação da segunda grade, por um parafuso micrométrico. Para sabermos em que comprimento de onda estávamos trabalhando utilizamos um medidor

de onda (Burleigh), que nos permitia também medir a largura de linha do laser.

3.3 Sistema de detecção e aquisição de dados

A nuvem de átomos frios é formada entre as duas grades de metal, separadas por 3 cm uma da outra. Em uma delas nós aplicamos um pulso rápido de alta tensão (tempo de subida 415 ns, tensão de pico $\sim 1,7$ KV) para ionizar os átomos de Rydberg. Os íons são detectados por um detector colocado atrás da segunda grade. O sinal dos íons é observado e coletado em um osciloscópio digiltal (TEKTRONIX TDS 380), onde os dados são gravados e posteriormenete analisados.

Durante o experimento realizamos duas importantes medidas: a medida da fluorescência proveniente da nuvem de átomos aprisionados e variação da amplitude do sinal de íons devido a fotoionização ou a ionização por campo. Para obtermos a medida de densidade e número de átomos, utilizamos uma fotomultiplicadora e uma câmara do tipo *CCD*. O número de átomos aprisionados é proporcional à fluorescência coletada pela *PMT* calibrada, o volume da nuvem destes átomos é medido usando-se a câmara *CCD*, também calibrada. O sinal proveniente da câmara *CCD* é conectado a um monitor de vídeo e a um dispositivo *linegrabber* calibrado, o que nos permite determinar o volume de átomos aprisionados.

Em nosso primeiro trabalho sobre medida do tempo de vida do estado $27D$[3] utilizamos um contador de ions para obter o decaimento da população. Depois observamos que a detecção poderia ser mais rápida, e assim menos sensível a flutuções espúrias da armadilha, se observássemos a variação da amplitude do sinal de íons. Isto é similar a utilização de um boxcar, o qual já esta sendo adquirido mas que não estava disponível durante este experimento. O processo de excitação e detecção era controlado usando-se um gerador de função com "*delay*" (HP 8110A), com o qual podíamos variar o atraso

entre o pulso de luz e o pulso ionizante. Através deste gerador, era posível também controlar o tempo em que o laser de rebombeio permanecia desligado, para que fosse possível controlar a densidade da armadilha. Com isto foi possível observar a evolução da população de átomos de Rydberg em função do tempo. Um diagrama com a sequência temporal entre o pulso *laser* de excitação e o pulso de tensão ionizante pode ser visto na figura 3.7.

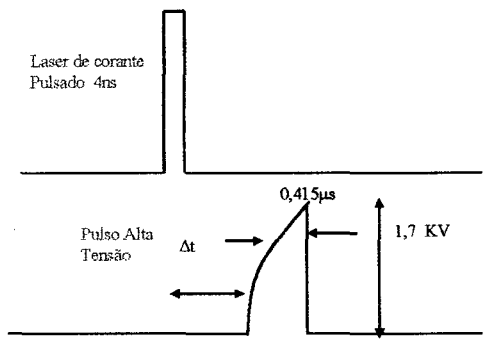

Figura 3.7: Sequência temporal, entre a excitação do laser pulsado e o pulso de alta tensão

Na figura 3.8 podemos observar um diagrama com o esquema de detecção, aquisição e análise dos dados obtidos no experimento.No próximo capítulo discutiremos o experimento de tempos de vida, onde serão mostrados o tratamento experimental e apresentaremos a análise dos resultados obtidos.

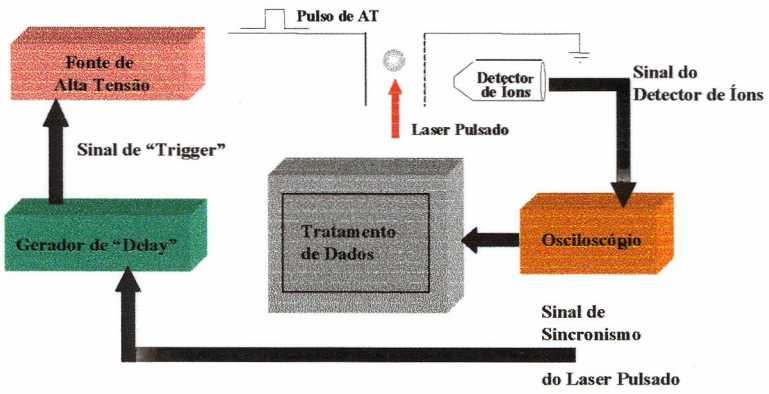

Figura 3.8: O diagrama mostra o esquema de detecção dos íons. Os dados depois de coletados pelo osciloscópio são transferidos para um microcomputador, onde são analisados.

Bibliografia

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

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

[3] K. M. F. Magalhães, *Medida do Tempo de Vida de Estados de Rydberg,* Dissertação de mestrado, IFSC-USP (1999).

[4] M. G. Littman, Optics Letter **3**, 138 (1978); M. G. Littman, Appl. Opt. **23**, 4465 (1984).

Capítulo 4

TEMPO DE VIDA DE ESTADOS DE RYDBERG

Neste capítulo apresentamos um histórico sobre medidas de tempo de vida de átomos de Rydberg utilizando técnicas tradicionais (feixe atômico, célula, etc). Em seguida apresentamos nossos primeiros resultados nesta área com a medida do tempo de vida dos estados $27D$ e $38S$ do rubídio. Na sequência expomos nossos resultados para os estados de Rydberg S, P e D do ^{85}Rb onde o número quântico principal é variado entre $32 \leq n \leq 45$. Estes são discutidos e comparados com teorias vigentes na literatura.

4.1 Histórico

Durante muito tempo as medidas de tempos de vida radiativos de estados de Rydberg em metais alcalinos foram realizadas utilizando-se a técnica de fluorescência atômica resolvida no tempo[1]. Este método foi utilizado para medidas de estados de Rydberg do ^{85}Rb com número quântico principal, variando de $n = 9$ a $n = 18$. Em poucas palavras,

esta consiste na excitação da amostra atômica na forma de vapor (em uma célula metálica ou de vidro) para um nível de Rydberg através da absorção de um ou dois fótons de lasers pulsados. Em seguida, é realizado uma contagem de fóton, observando-se o decaimento deste nível atômico para um de menor energia em função do tempo (figura4.1). Para se obter um sinal mensurável é necessária uma alta densidade atômica, desta forma a temperatura de trabalho de tais células é relativamente alta (300^0C). Devido à alta densidade, colisões diminuem o tempo de vida dos estados medidos. Outro inconveniente neste sistema era a ocorrência do efeito de superradância devido à alta densidade, que também tende a diminuir os tempos de vida medidos. O efeito de superradiância piora com o aumento do número quântico principal n. Além destes problemas, também há a influência dos fótons de corpo negro no sistema; os quais modificavam o tempo medido. Para se tentar minimizar os efeitos de superradiância e colisões o tempo de vida é medido para várias densidades atômicas e extrapolado para densidade nula. Isto gera erros da ordem de 30% na medida deste parâmetro. Na tabela4.1 mostramos algums valores medidos para o rubídio[1].

n	S (ns)	P (ns)	D (ns)	F (ns)
13				1620 ± 240
14	1260 ± 250	2600 ± 400		
15			3740 ± 700	1960 ± 290
16	2190 ± 500			
17	2600 ± 600	6400 ± 1300		
18	3300 ± 700		5300 ± 1100	

Tabela 4.1: Tempos de vida medidos para estados de Rydberg para Rb em função do número quântico n [1].

Mais recentemente usou-se um feixe atômico para a medida do tempo de vida de estados de Rydberg em sódio em um ambiente refrigerado a 30 K [2]. Neste experimento um feixo atômico de sódio era excitado por lasers pulsados contrapropagantes ao movimento atômico, para o estado de Rydberg em uma região onde a temperatura era

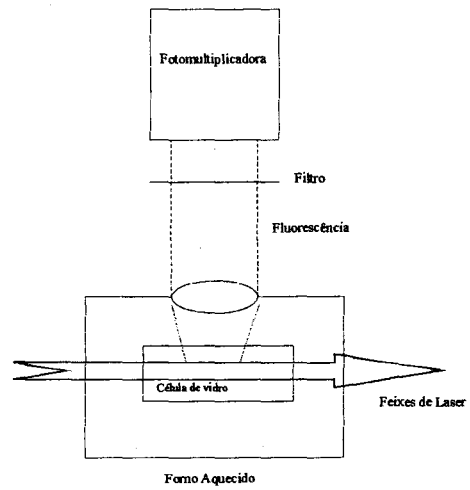

Figura 4.1: Diagrama esquemático de um arranjo típico para medidas de tempo de vida por fluorescência

da ordem de 30 K (obtida por técnicas de criogenia). Os átomos eram detectados por ionização por campo e a evolução temporal de sua população era monitorada. A baixa temperatura do sistema permitiu a eliminação do efeito da radiação de corpo negro. As principais desvantagens deste sistema são: i) Sua limitação quanto ao máximo tempo de vida que se era possível medir, da ordem de 25 μs devido as dimensões da região refrigerada; ii) A distribuição de velocidade do feixe atômico limita a resolução, pois átomos de diferentes classes de velocidade contribuem para o sinal.

Assim sendo, fica evidente a necessidade de desenvolvermos novas técnicas para a medida do tempo de vida de átomos de Rydberg altamente excitados. Uma amostra atômica aprisionada em uma armadilha magneto-óptica é sem dúvida candidata natural para este tipo de experimento. A baixa velocidade dos átomos (da ordem de 30 cm/s) permitem a observação de longos tempos de vida, da ordem de 200 μs. Esta amostra também nos permite manipular a sua densidade atômica, sem comprometer o número de

átomos, o que mantêm o sinal mas evita os efeitos colisionais e de superradiância.

4.2 Resultados e Discussão

4.2.1 Medida do tempo de vida dos estados 27D e 38S

Utilizando uma transição de dois fotons medimos o decaimento da população dos estados $27D$ e $38S$ para o rubídio. Devemos deixar claro que em alta densidade, observamos um comportamento anômalo na curva de decaimento exponencial, o que indica efeitos colisionais e ou efeito de superradiância. Na figura4.2 apresentamos um típico gráfico obtido para o comportamento da população do estado 27D em função do tempo. Desse decaimento exponencial temos a informação de tempo de vida desse estado.

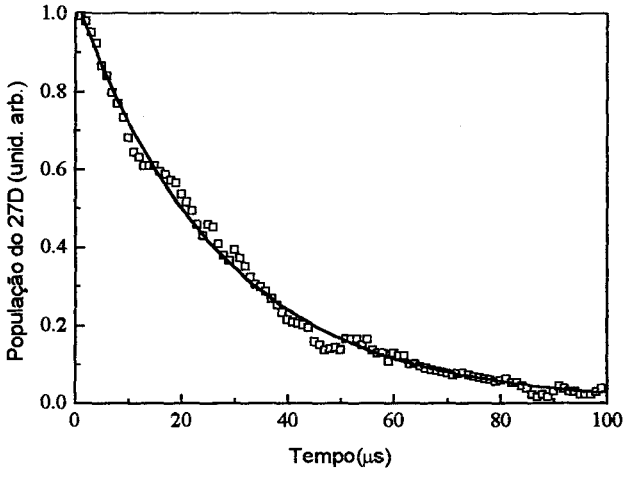

Figura 4.2: Típico decaimento exponencial da população do estado $27D$ do rubídio

Pelo decaimento exponencial das populações do $27D$ e $38S$ foi possível determinar seu tempo de vida. Obtivemos 27.0 ± 0.8 μs e 59 ± 5 μs para os estados $27D$ e $38S$ respectivamente[3]. A comparação entre nossos resultados experimentais e as melhores

teorias nesta área torna-se um problema; pois não existe na literatura o cálculo destes tempos de vida para nossas condições de temperatura ($T = 300K$). O melhor trabalho nesta área deve-se a C. Theodosiu[4]; infelizmente neste os tempos de vida foram calculados para $4 \leq n \leq 18$ a $T = 0K$, $T = 350K$ e $T = 450K$. Na tentativa de compararmos nossos resultados, realizamos primeiro uma interpolação para obter os tempos de vida para $4 \leq n \leq 18$ à $T = 300K$. Em seguida fizemos uma extrapolação e obtivemos as previsões teóricas para os estados $27D$ e $38S$ as quais são 27 ± 4 μs e 52 ± 8 μs respectivamente; os quais concordam bem com os valores experimentais. Mas sem dúvida para uma melhor comparação é necessário a obtenção de uma série de resultados em função do número quântico principal.

4.2.2 Tempos de vida para os estados S, P e D

Nesta seção apresentamos nossos resultados obtidos em função do número quântico para os estados S, P e D. Mas vamos antes discutir o sinal de íons, o qual é essencial para a determinação do tempo de vida de um estado. Na figura4.3 mostramos o sinal típico de íons gerados a partir de estado de Rydberg obtidos através da técnica de ionização por campo pulsado; este caso em particular trata-se do estado $39D$. O pico da direita mostra a população atômica no estado $39D$, o pico da esquerda refere-se aos átomos que são fotoionizados devido a absorção de fotons do laser. A fotoionização pode ocorrer atavés da absorção de dois fotons (partindo do estado $5P_{3/2}$) ou por três fotons (partindo do estado fundamental $5S_{1/2}$). Isto é facilmente verificado quando variamos a frequência do laser pulsado. O pico devido à fotoionização esta sempre presente, independente da frequência do laser. Já o pico devido aos átomos de Rydberg somente aparece quando o laser atinge um dos estados. Devemos enfatizar que conforme o número quântico principal n aumenta; este pico ,devido aos estados de Rydberg, move-se para valores menores de

campos elétricos, juntando-se com o da fotoionização pois sua energia de ligação diminue. Para evitar este aglomeramento de sinais, reajustamos o valor do campo pulsado ionizante de forma a manter a resolução de ambos os picos. Devemos salientar que devido a distância entre o MOT e o detetor (da ordem de 3 cm) os átomos levam algum tempo (da ordem de 2 μs), conhecido como tempo de vôo, para atingir-lo.

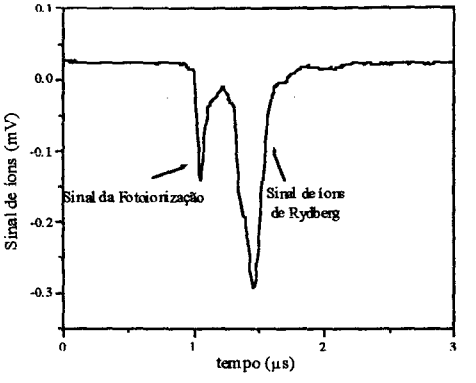

Figura 4.3: Típico sinal de íons de Rydberg para o estado 39D. O pico da esquerda refere-se a fotoionização, enquanto o da direita refere-se ao pico do estado em questão.

Partindo de sinais semelhantes ao da figura4.3, e variando o atraso entre o pulso de luz e o pulso de alta tensão podemos obter as curvas de decaimento da população. Para isto integramos o sinal da população de Rydberg da figura4.3 (entre 1.2 e 1.7 μs) para vários valores de atraso entre o pulso de luz e o campo ionizante. Isto é semelhante a utilização de um boxcar. A partir daí geramos um gráfico do decaimento de sua população. Na fig.4.4 observamos um típico decaimento para estado 39D, por exemplo. Os pontos referem-se ao resultado experimental (simbolizados por quadrados), e a curva (linha sólida) refere-se ao ajuste teórico de um decaimento exponencial. O resultado mostrado foi obtido para uma densidade de átomos de Rydberg da ordem de 5×10^6 átomos/cm^3. Caso a densidade seja aumentada observamos que a curva se modifica, e um tempo de vida menor é medido. A densidade é controlada pelo desligamento do laser de rebombeio (o que faz cessar a

atividade da armadilha) e a posterior expansão da amostra, o que diminui a densidade atômica. Após a expansão, de aproximadamente 1 ms, a densidade atômica cai de 10^{10} átomos/cm^3 para 10^8 átomos/cm^3. Como o laser pulsado, devido sua intensidade, só é capaz de transferir $5,0$ % da população inicial para o estado de Rydberg terminamos com uma densidade de 5×10^6 átomos/cm^3; a qual foi medida via técnicas de fluorescência. Para densidades acima de $1,5 \times 10^7$ átomos/cm^3 observamos uma diminuição dos tempos de vida medidos, o que pode ser constatado se graficarmos o tempo de vida em função da densidade. Esta diminuição pode ser devido a ocorrência de colisões e ou superradiância.

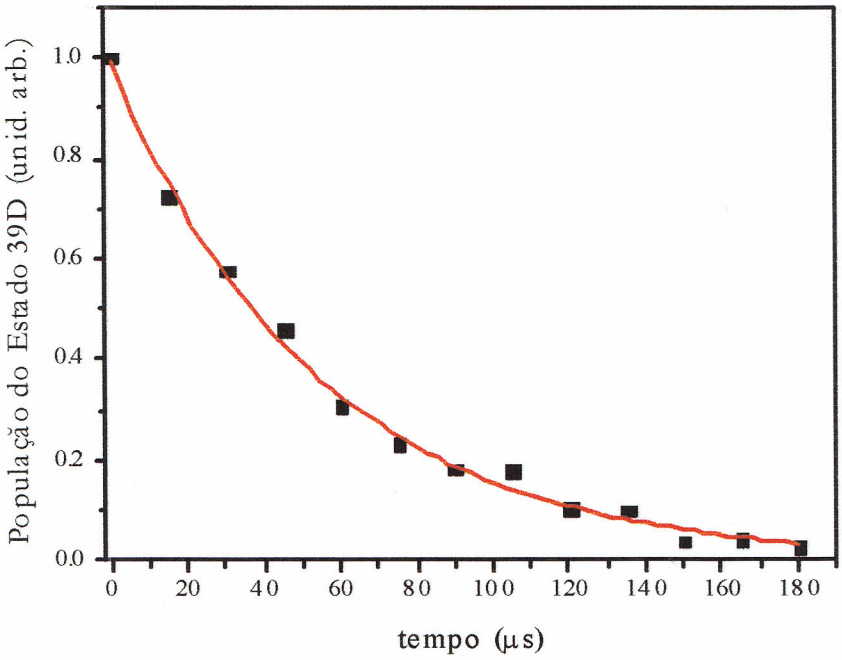

Figura 4.4: Evolução temporal da população no estado 39D. Os pontos denotam o resultado experimental, enquanto que linha contínua é um ajuste teórico dos pontos experimentais.

Podemos estimar a densidade necessária para que ocorra a observação de superradiância, que é um efeito coletivo onde população do estado superior é rapidamente transferida para o estado inferior despopulado. Para que este fenômeno ocorra é necessário

que tenhamos uma condição de densidade dada por [5]:

$$n = \frac{8\pi}{\gamma T_2 L \lambda^2} \tag{4.1}$$

, onde : $\gamma \rightarrow$ taxa de decaimento

$T_2 \rightarrow$ Tempo de defasagem

$L \rightarrow$ Comprimento da amostra

$\lambda \rightarrow$ Comprimento de onda da radiação

Em nosso sistema o tempo de defasagem é devido à colisões atômicas e segundo nossos estudos anteriores é da ordem de $T_2 = 200\ ns$; a diâmetro da amostra é $L = 0.1\ cm$; a taxa de decaimento espontâneo $\gamma \simeq 20\ KHz$ e $\lambda \simeq 4\ cm^{-1}$ (isto considerando um $n \simeq 40$ para o caso do Rb). Nestas condições a densidade mínima necessária para ocorrência de superradiância é da ordem de $1,2 \times 10^7$ átomos/cm^3. Isto é consistente com nossas observações de tempos de vida menores para uma densidade superior a $1,5 \times 10^7$ átomos/cm^3.

Assim realizamos nossa medidas em um regime de densidade onde estes fatores podiam ser desprezados. Na figura 4.5, mostramos os tempos de vida medidos para os estados S, P e D em função do número quântico principal n. As barras de erros são obtidas a partir de várias medidas de decaimento de população para cada estado. Inicialmente observamos que o intervalo do número quântico principal estudado neste trabalho, n, deve-se a duas limitações técnicas do nosso aparato: i) Nosso campo ionizante estava limitado ao valor máximo de $\approx 327\ V/cm$, o que permite segundo a literatura ionizar átomos para um $n \approx 32$; ii) Para $n > 45$, a largura espectral do laser $(0,2\ cm^{-1})$ é maior que a separação energética dos estados S e D, de modo que não nos foi possível medir acima deste valor. A largura espectral do laser também nos impediu de resolver a estrutura fina dos estados P e D (ver apêndice A) . Assim os resultados apresentados aqui

para estes estados constituem um valor médio para a estrutura fina. Também podemos observar que o tempo de vida dos estados P é consideravelmente maior que os estados S e D.

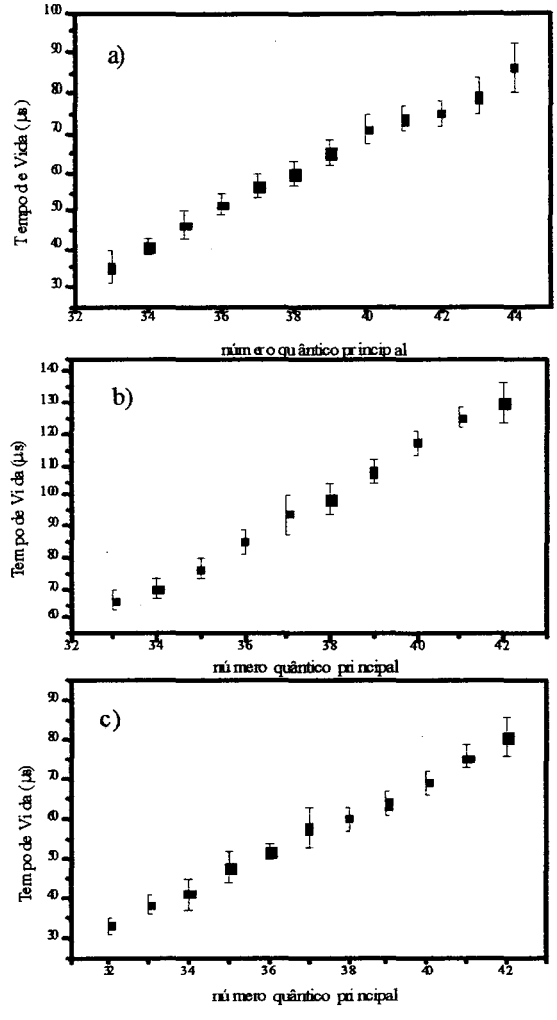

Figura 4.5: Tempo de vida dos estados a) S, b) P e c) D em função do número quântico principal n.

Para entendermos qualitativamente estes resultados devemos relembrar a seção 2.3, capítulo 2. O tempo de vida de um estado atômico depende esclusivamente de seu acoplamento com estados atômicos abaixo deste. Neste caso estamos desconsiderando a

influência da radiação de corpo negro. Em termos dos coeficientes A de Einstein, podemos escrever o tempo de vida de um estado de nl como[6]:

$$\tau_0 = \frac{1}{\sum\limits_{n'l'} A_{n'l'nl}} \tag{4.2}$$

onde n' e l' são os números quânticos principal e de momentum angular dos esatdos abaixo deste. Como é conhecido estes coeficientes podem ser calculados como [7]:

$$A_{n'l'nl} = \frac{4e^2\omega^3_{nln'l'}}{3\hbar c^3}\frac{l_{\max}}{2l+1}| < n'l'|r|nl > |^2 \tag{4.3}$$

onde:

$$\omega_{nln'l'} = \frac{E_{n'l'} - E_{nl}}{\hbar}(\text{diferença de energia entre os estados})$$

$l_{máx} \longrightarrow$ maior valor entre l e l'

$< n'l'|r|nl > \longrightarrow$ elemento de matriz da transição atômica

Ainda podemos reescrever $A_{n'l'nl}$ em termos de um outro parâmetro, a força de oscilador:

$$A_{n'l'nl} = \frac{2e^2\omega^2_{nln'l'}}{\hbar c^3}\overline{f}_{n'l'nl} \tag{4.4}$$

Nesta forma, fica claro que, quanto maior a força de oscilador, maior será os $A_{n'l'nl}$ e consequentemente menor o tempo de vida. Devemos lembrar que a somatória da força de oscilador é limitada a[7]:

$$\sum_{n'}\overline{f}_{n'l-1,nl} = -\frac{1}{3}\frac{l(l+1)}{2l+1} \tag{4.5}$$

e

$$\sum_{n'} f_{n'l+1,nl} = -\frac{1}{3}\frac{(l+1)(2l+3)}{2l+1} \tag{4.6}$$

de forma que:

$$\sum_{n'l'} f_{n'l+1,nl} = 1 \tag{4.7}$$

Esta limitação na força de oscilador tem um efeito muito interessante no tempo de vida dos estados nP de Rydberg de metais alcalinos. Devido ao fato, da força de oscilador estar concentrada nas linhas D_1 e D_2 dos alcalinos, a força de oscilador dos demais estados nP para o estado fundamental ($5S_{1/2}$ no caso do Rb) é pequena. Isto leva a um aumento considerável do tempo de vida dos estados nP, visto que o tempo de vida é inversamente proporcional a força de oscilador, quando comparado com os tempos de vida dos estados S e D. Para ilustrar este fato mostramos na figura 4.6a, o elemento de matriz dos estados dos seguintes estados $< 5S|r|nP >$, $< 5P|r|nS >$ e $< 5P|r|nD >$ em função do número quântico principal para o caso do Rb. Mostramos os elementos de matriz que conectam os estados nS e nD para o estado $5P$, pois este é o nível mais baixo para qual tais estados podem decair. Nesta figura podemos observar que os elementos envolvendo os estados nP é uma ordem de grandeza menor que os elemento dos estados nS e nD para grandes valores de n. Na figura 4.6b, apresentamos uma ampliação na região de altos n, mostrando que os elementos de matriz realmente decrescem muito rapidamente para os estados nP.

Para enfatizar este efeito mostramos na figura4.7, a força do oscilador em função do número quântico principal n para as seguintes transições $nP \rightarrow 5S$, $nS \rightarrow 5P$ e $nD \rightarrow 5P$. Mais uma vez fica evidente que a força de oscilador decai muito mais rápido para o estado np com o aumento de n, que para os estados S e D. Inclusive observamos que na região de altos n a força de oscilador é aproximadamente duas ordens de grandeza menor para os estados nP quando comparada com as dos outros estados, isto deve-se ao fato desta ser proporcional ao quadrado do elemento de matriz.

Para mostrar a importância da força de oscilador e do elemento de matriz no de-

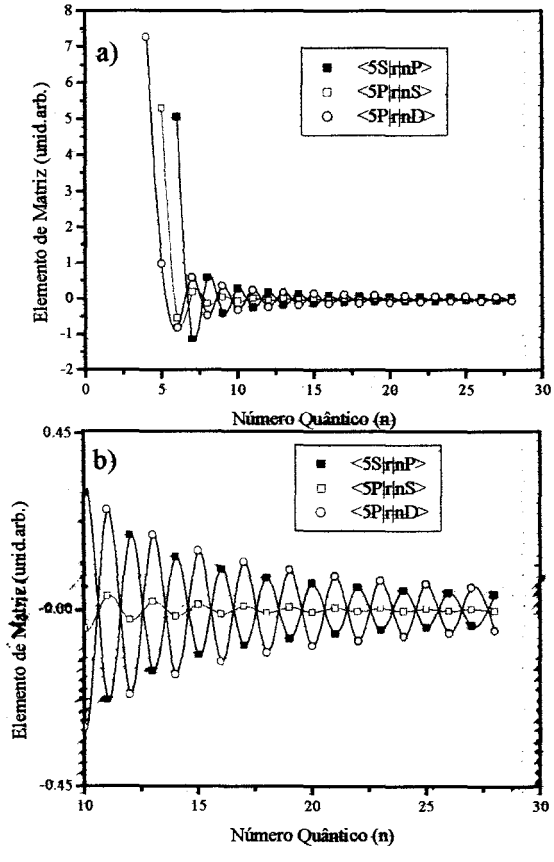

Figura 4.6: a) Elementos de matriz dos estados dos seguintes estados $< 5S|r|np >$, $< 5P|r|nS >$ e $< 5P|r|nD >$ em função do número quântico principal para o caso do *Rb*; b) Ampliação na região de altos n, enfatizando o decréscimo do elemento de matriz para o estado nP.

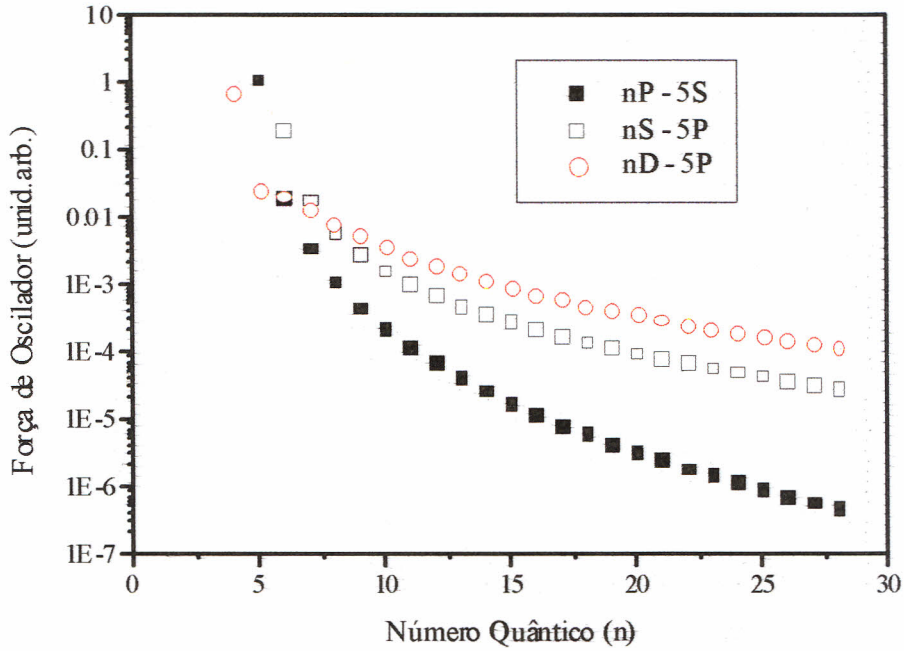

Figura 4.7: Força do oscilador em função do número quântico principal n para as seguintes transições $nP \rightarrow 5S$, $nS \rightarrow 5P$ e $nD \rightarrow 5P$

caimento no cálculo de coeficiente A, escolhemos o estado $28P$ e calculamos $< nS|r|28p >$, $f_{n'l-1,28P}$ e $A_{n'l-1,28P}$. Na figura 4.8a temos o elemento de matriz, na figura 4.8b a força do oscilador e na figura 4.8c o coeficiente A de Einstein em função do número quântico principal n.

Ao analisarmos as figuras 4.8a, 4.8b e 4.8c fica nítido que apesar do nível adjacente ($28S$) apresentar o maior elemento de matriz e a maior força de oscilador, não é dele a maior contribuição para a taxa de decaimento ($\tau_0 = \frac{1}{\sum_{n'l'} A_{n'l'nl}}$) . Em contrapartida a maior contruibuição,vem dos estados mais baixos (n pequenos), pois $A_{n'l'nl}$ nesta região é maior. Isto deve-se ao fato do $A_{n'l'nl}$ ser proporcional ao quadrado da frequência de transição ω^2. Assim os estados de mais baixo n, ou seja de maior separação energética, acabam contribuindo mais para o decaimento espontâneo. Com isto podemos entender

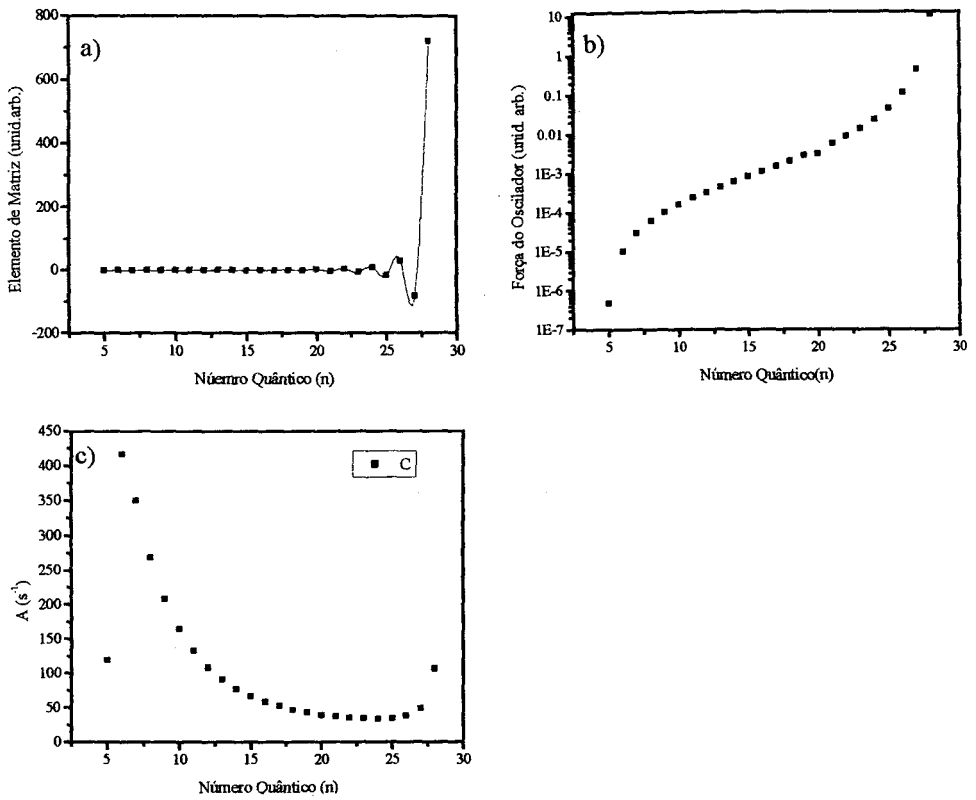

Figura 4.8: a) Elemento de matriz $< nS|r|28p >$; b) Força de oscilador $f_{n'l-1,28P}$; c) Coeficiente $A_{n'l-1,28P}$ de Einstein em função do número quântico principal n.

qualitativamente o comportamento dos estados P em comparação com os estados S e D.

Mas realmente estamos interessados em comparar quantitativamente este parâmetro com previsões teóricas. Sabemos que o conhecimento de $A_{n'l'nl}$ nos permite obter o tempo de vida intrínseco de um determinado estado atômico. Este parâmetro é de fundamental importância para o teste de teorias de muitos corpos, as quais consideram efeitos de polarizibilidade do núcleo, interação spin-orbita e assuntos correlatos. Um das melhores teorias nesta área foi realizada por C. Theodosiu[4]. Esta prediz que este tempo de vida intrínseco (τ_0), ou seja a $T = 0K$, pode ser escrito como:

$$\tau_0 = \tau'(n - \delta)^{\alpha} \tag{4.8}$$

onde δ é o defeito quântico do estado e τ' e α são parâmetros intrínsecos do átomo que vão determinar o tempo de vida dos estados S, P e D. Mas além disso há a interação dos átomos com os fótons da radiação de corpo negro, que podem reduzir este tempo de vida observado[6]. Existem várias teorias para lidar com este problema, inclusive a apresentada na referência[4]. Contudo, não nos é permitido expressa-las de uma forma simples, e em geral requerem soluções numéricas. Além disso os resultados apresentados nesta referência[4] para o caso do Rb são expressos para $n < 18$ e temperaturas de 350 e 450 K. Como nossos resultados foram tomados em $T = 300$ K resolvemos utilizar uma outra teoria que inclui o efeito de radiação de corpo negro de uma forma mais simples, ao invés de utilizar o procedimento de interpolação e extrapolação já discutido. De acordo com Gallagher [6], o tempo de vida de um estado é dado por:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{bb}} \tag{4.9}$$

onde τ_{bb} é a contribuição do corpo negro e pode ser expressa como

$$\frac{1}{\tau_{bb}} = \frac{4\alpha^3 kT}{3n^2} \tag{4.10}$$

Na figura4.9, temos a contribuição do corpo negro τ_{bb} em função do número quântico principal n para uma temperatura de $T = 300$ K. Neste gráfico observamos que esta contribuição depende fortemente do n.

Utilizando os pontos da figura 4.9 e a equação 4.9 podemos comparar a teoria com os resultados experimentais. Nas figuras 4.10, 4.11 e 4.12 mostramos os dados experimentais para o tempo de vida dos estados S, P e D respectivamente e as curvas teóricas. As curvas em vermelho representam o tempo de vida a 0 K segundo Theodosiu[4], utilizando os parâmetros τ' e α apresentados em seu artigo. As curvas em preto representam um

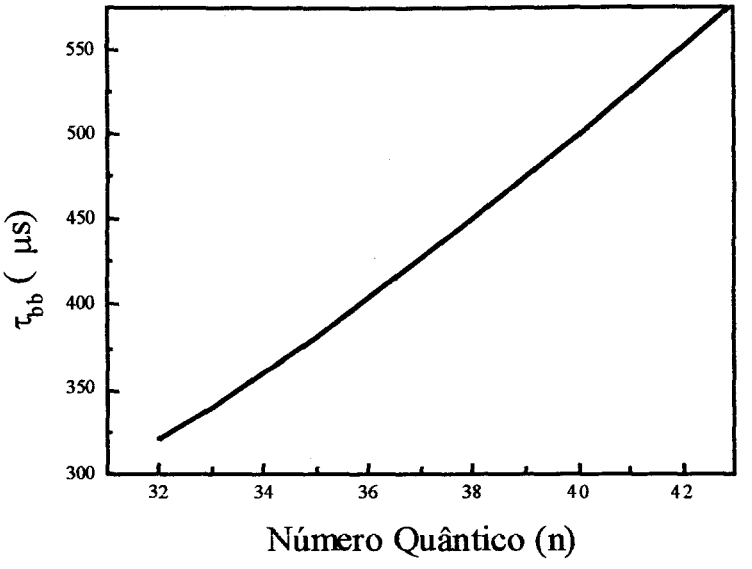

Figura 4.9: Contribuição da radiação de corpo negro τ_{bb} para o tempo de vida em função do número quântico principal n em uma temperatura de 300 K.

ajuste teórico utilizando a contribuição da radiação de corpo negro τ_{bb} para uma temperatura de $T = 300K$. Neste caso os únicos parâmetros livres são τ' e α, os quais são obtidos a partir deste ajuste. As curvas em azul refere-se ao uso destes parâmetros (τ' e α obtidos a partir do ajuste) com o intuito de mostrar o tempo de vida para $T = 0K$ e a importância da contribuição da radiação de corpo negro. Os defeitos quânticos utilizados aqui foram extraídos do trabalho realizado por Lorenzen[8] ($\delta_S = 3,13$ $\delta_P = 2,65$ e $\delta_D = 1,34$, ver apêndice A). Os defeitos apresentam uma fraca dependência com o número quântico principal, a qual foi desprezada neste trabalho.

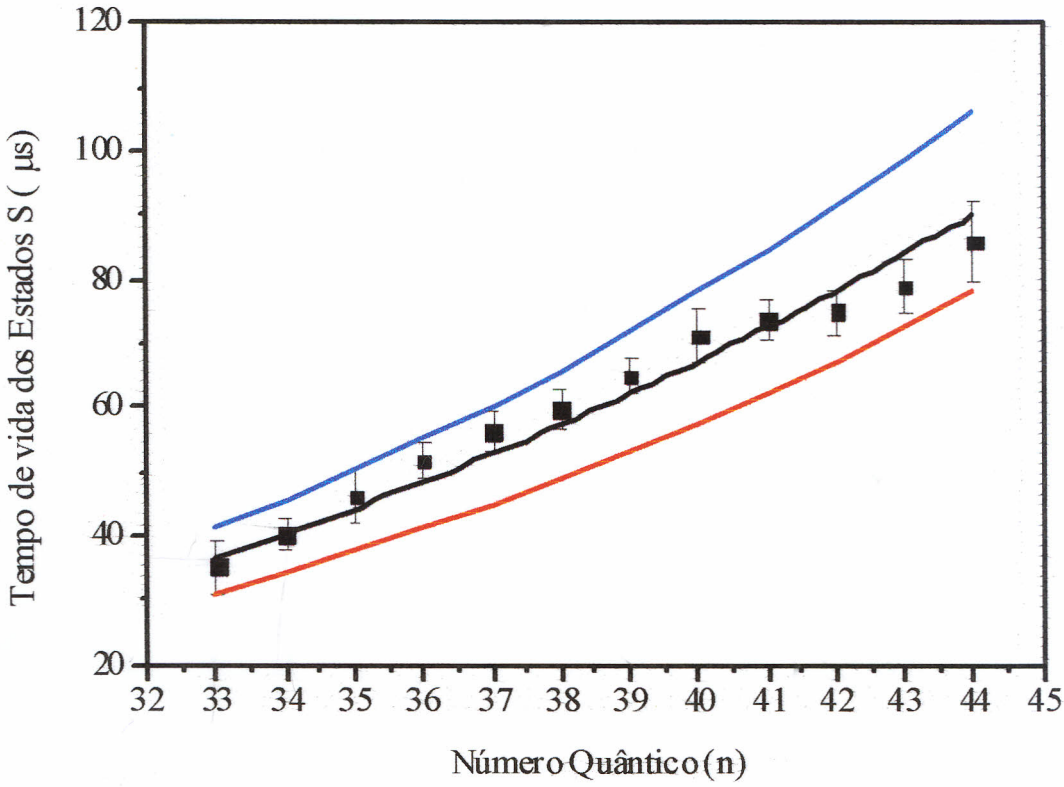

Figura 4.10: Tempo de Vida para os estados S em função do número quântico principal n. Os pontos representam os resultados experimentais. A curva em vermelho representam o tempo de vida a 0 K segundo Theodosiu[4]. A curva em preto representam um ajuste para uma temperatura de $T = 300K$. A curva em azul utiliza parâmetros obtidos pelos ajuste para $T = 0K$ com o intuito de mostrar a importância da contribuição da radiação de corpo negro.

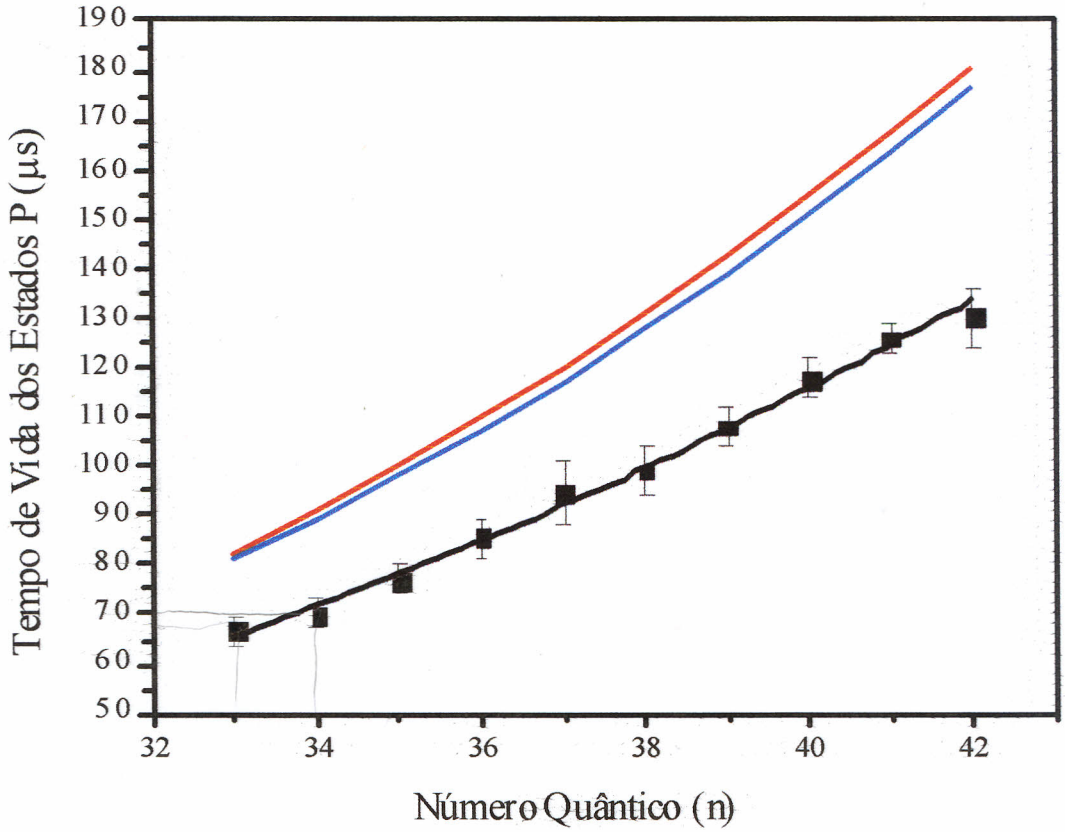

Figura 4.11: Tempo de Vida para os estados P em função do número quântico principal n. Os pontos representam os resultados experimentais. A curva em vermelho representam o tempo de vida a 0 K segundo Theodosiu[4]. A curva em preto representam um ajuste para uma temperatura de $T = 300K$. A curva em azul utilizam parâmetros obtidos pelos ajuste para $T = 0K$ com o intuito de mostrar a importância da contribuição da radiação de corpo negro.

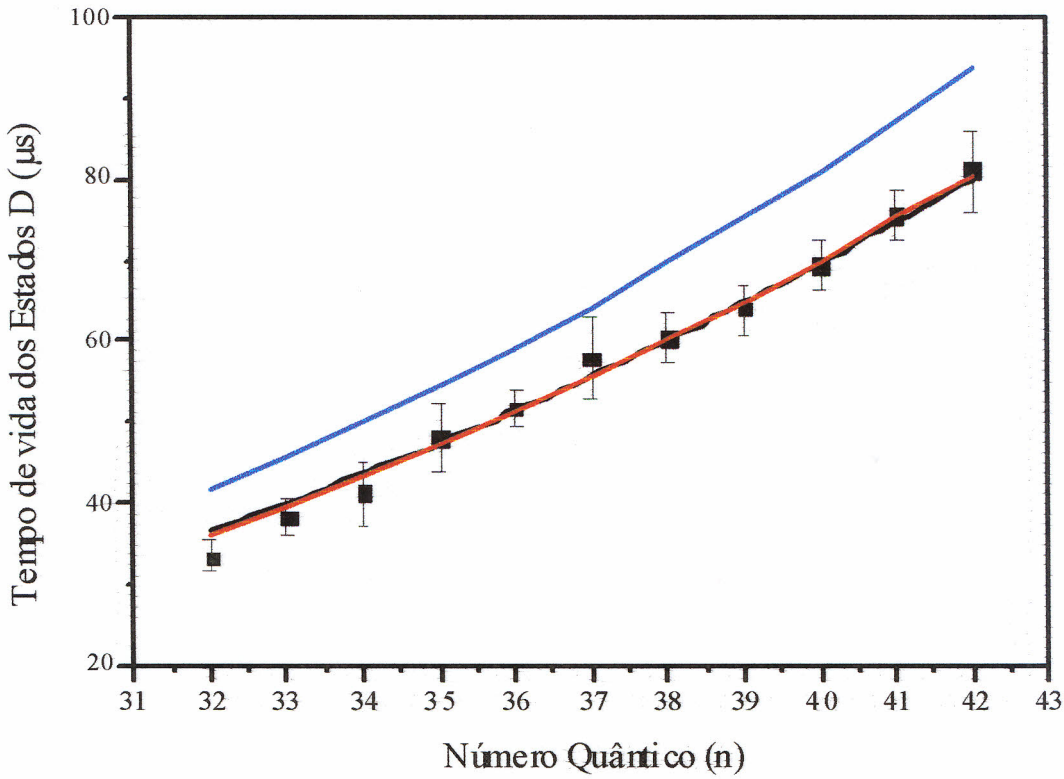

Figura 4.12: Tempo de Vida para os estados D em função do número quântico principal n. Os pontos representam os resultados experimentais. A curva em vermelho representam o tempo de vida a 0 K segundo Theodosiu[4]. A curva em preto representam um ajuste para uma temperatura de $T = 300K$. A curva em azul utilizam parâmetros obtidos pelos ajuste para $T = 0K$ com o intuito de mostrar a importância da contribuição da radiação de corpo negro.

A partir das figuras 4.10, 4.11 e 4.12 podemos montar uma tabela com os valores teóricos de τ' e α e os obtidos através de nosso ajuste (ver tabela 4.2).

Estados	Ref[4]	Ref[4]	Ajuste	Ajuste	Razão	Razão
	$\tau'(ns)$	α	$\tau'(ns)$	α	$\frac{\tau'_T}{\tau'_F}$	$\frac{\alpha_T}{\alpha_F}$
S	1,43	2,94	1,45	3,02	0,986	0,973
P	2,76	3,02	2,8	3,01	0,985	1,003
D	2,09	2,85	2,1	2,89	0,995	0,986

Tabela 4.2: Valores teóricos e de ajuste de τ' e α

Nesta tabela notamos que a maior diferença entre teoria e resultados experimentais encontra-se no estado S. Uma possível explicação, é que devido ao fato das órbitas penetrarem no núcleo, "sentem" mais fortemente o fato deste não ser puntual, o que acaba refletindo no defeito quântico (que é maior). Uma possível explicação é que teoria de Theodosiu não utiliza a melhor função de onda para descrever os estados S, acarretando a erros no cálculo do tempo de vida.

Também podemos comparar os resultados experimentais e teóricos obtidos aqui com os primeiros obtidos por nós e apresentados neste capítulo. O valor medido para o estado $38S$ obtido por transição de dois fotons, de 59 ± 5 μs, esta em boa concordância com o valor medido por um fóton, de 60 ± 3 μs, e com o teórico apresentado nesta seção, de 59 ± 1 μs. Infelizmente não podemos comparar o valor experimental obtido para transição de dois fotons com o obtido por transição de um fóton para o estado $27D$. Isto deve-se ao fato de problemas técnicos com nossa fonte de campo pulsado que nos impediu de obter o campo necessário para a ionização do mesmo. Mas a comparação entre o resultado experimental de dois fotons, 27.0 ± 0.8 μs, e o teórico obtido nesta seção, 24.8 ± 1 μs, apresenta uma ligeira discordância. Uma possível explicação é que talvés tivessemos excitado o estado $28D$ ao invés do $27D$, pois este teoricamente apresenta um tempo de vida de 27.7 ± 1 μs. Isto é uma possíbilidade, pois na época não disponhamos do medidor de onda altamente preciso utilizado nos trabalhos mais recentes. E os estados

eram encontrados por espectroscopia apenas. Também há uma discordância entre os valores teóricos obtidos nesta seção com os obtidos por interpolação e extrapolação da referência[4] (para o $27D$ tinhamos 27 ± 4 μs e para o $38S$ tinhamos 52 ± 8 μs), indicando que um trabalho teórico mais preciso é necessário para a devida comparação com nossos resultados experimentais.

Outra observação deste gráficos é que o efeito da contribuição da radiação de corpo negro é mais pronunciada nos estados P. Isto deve-se ao fato de τ_0 dos estados P ser mais comparável com τ_{bb} ($\tau_0/\tau_{bb} \approx 25 - 30\%$) que nos estados S e D, onde esta razão é menor. No estado S temos $\tau_0/\tau_{bb} \approx 10\%$ e para o estado D temos $\tau_0/\tau_{bb} \approx 12\%$. Esta razão para os diferentes estados é mostrada na figura 4.13. Com isto finalizamos nosso estudo de tempo de vida radiativo para os átomos de Rydberg. No próximo capítulo utilizaremos-os no estudo de colisões envolvendo transferência de energia.

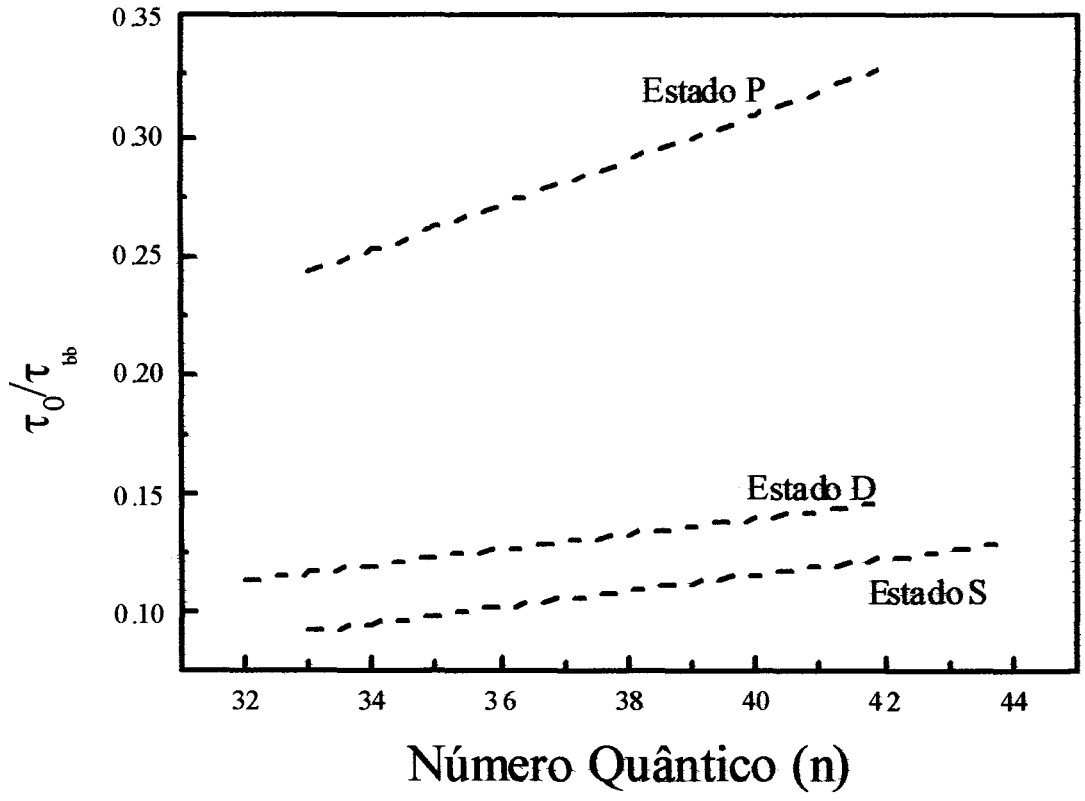

Figura 4.13: Razão $\frac{\tau_0}{\tau_{bb}}$ em função do número quântico pricipal n. Podemos observar como nos estados P esta razão é maior o que se reflete na influência sofrida por este estado dos efeitos da radiação de corpo negro.

Bibliografia

[1] F. Gounand, M. Hugon and P.R. Fournier, J. Physique **41**, 119 (1980); M. Hugon, F. Gounand and P.R. Fournier, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. **11**, L605 (1978); F. Gounand, M. Hugon, P.R. Fournier and J. Berland, J. Phys. B Atom. Molec. Phys. **12**, 547 (1979).

[2] W.P. Spencer, A.C. Vaidyanathan, D. Kleppner, and T.W. Ducas, Phys. Rev. A, **24**, 2513 (1981).

[3] K.M.F. Magalhães, A.L. de Oliveira, R.A.D.S. Zanon, V.S. Bagnato, and L.G. Marcassa, Opt. Commun. **184**, 385 (2000).

[4] C.E. Theodosiu, Phys. Rev. A **30**, 2881 (1984).

[5] M. Gross, P.Goy, C. Fabre, S. Haroche and J.M. Raimond, Phys. Rev. Lett. **43**, 343 (1979).

[6] T.F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge University Press (1994).

[7] H.A. Bethe and A. Salpeter, *Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms* (Academic Press, New York, 1957).

[8] C. J. Lorenzen and K. Niemax, Phys Scr., **1**, 21 (1970).

Capítulo 5

COLISÕES COM ÁTOMOS DE RYDBERG FRIOS

5.1 Introdução

Colisões envolvendo átomos de Rydberg já foram muito estudadas nestas últimas décadas tanto teoricamente quanto experimentalmente. Em 1993 Weidmüller e colaboradores[1] foram os primeros a produzir um feixe atômico frio de lítio, a partir do qual, usando processo de fotoexcitação, criaram estados de Rydberg para realização de espectroscopia de alta resolução. Mais recentemente, após o advento das armadilhas magneto-ópticas [2], o interesse nesta área foi renovado, e vários grupos têm estudado colisões entre átomos de Rydberg em uma armadilha atômica[3, 4]. Este sistema apresenta várias vantagens com relação as técnicas convencionais de células e feixes atômicos. Entre elas podemos citar: i) Devido sua baixa velocidade ($\sim 30\ cm/s$) é possível observarmos a evolução temporal do processo colisional, permitindo atingir tempos de observação da ordem de 1 ms. ii) Através do controle da pressão de radiação podemos modificar a densidade atômica, sem

comprometer o número de átomos na amostra. Neste capítulo estudamos a evolução temporal das populações de estados de Rydberg envolvidos na colisão em duas situações: i) Alto campo elétrico ($29P_{1/2} + 29P_{1/2,3/2} \longrightarrow 29S_{1/2} + 31S_{1/2}$); ii) Baixo campo elétrico ($33P_{3/2} + 33P_{3/2} \rightarrow 33S_{1/2} + 34S_{1/2}$). Os resultados são comparados com um modelo semi-clássico desenvolvido por nós.

5.2 Processo colisional em alto campo elétrico

A introdução de um campo elétrico estático tem como conseqüência importante a manifestação do efeito Stark. A energia de ligação do elétron decresce com n^{-2}; desta forma o efeito Stark interfere na estrutura dos níveis de energia do átomo, mesmo para pequenos campos, o que torna o seu estudo de fundamental importância [5, 6] . O efeito imediato disto é o levantamento na degenerescência dos estados lm para um determinado número quântico n. Com isto, colisões entre átomos de Rydberg envolvendo transferência de excitação podem se tornar ressonantes com aplicação de um campo elétrico estático. Em poucas palavras podemos explicar este processo da seguinte forma: dois átomos de Rydberg $Rb(nl)$ colidindo na presença de um campo elétrico estático, podem originar como produto dois átomos de Rydberg em estados distintos, $Rb(n'l')$ e $Rb(n"l")$. Na fase inicial deste projeto, estudamos o seguinte processo colisional para um campo elétrico entre 860 V/cm e 940 V/cm:

$$29P_{1/2} + 29P_J \longrightarrow 29S_{1/2} + 31S_{1/2}, \tag{5.1}$$

onde J pode ser 1/2 ou 3/2. Na figura5.1, mostramos a diferença de energia entre o canal de entrada e saída da colisão em função do campo elétrico estático aplicado. A colisão é energeticamente permitida para $J = 1/2$ entre 890 V/cm e 903 V/cm (linha cheia) e para

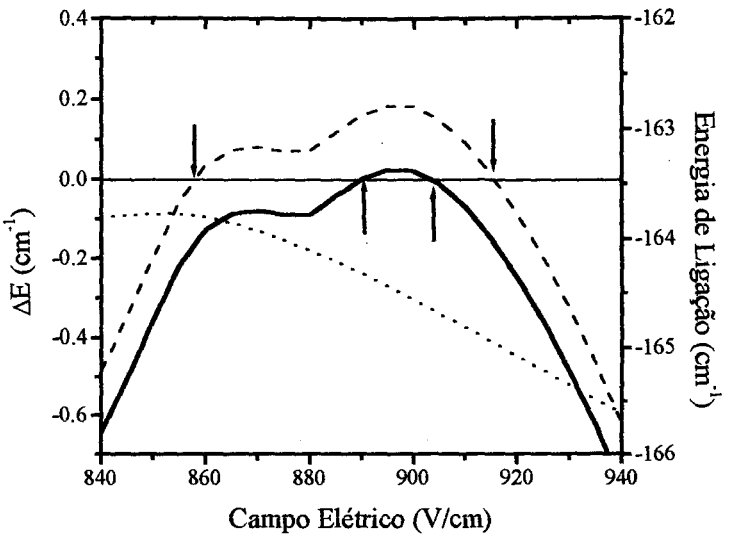

Figura 5.1: Diferença de energia (ΔE) entre o canal de entrada $Rb\ 29P_{1/2} + Rb\ 29P_J$ e o de saída $Rb\ 29S_{1/2} + Rb\ 31S_{1/2}$ em função do campo elétrico. A colisão é energeticamente possível para $J = 1/2$ entre 890 V/cm e 903 V/cm (line cheia) e para $J = 3/2$ entre 855 V/cm e 913 V/cm (linha tracejada). A energia de ligação do estado $29P$ em função do campo elétrico estático também é mostrada (linha pontilhada). As setas indicam onde os processos são permitidos.

$J = 3/2$ entre 857 V/cm e 915 V/cm (linha tracejada). A energia de ligação do estado $29P$ em função do campo elétrico é também mostrada na figura5.1 (linha pontilhada). As colisões envolvendo dois átomos no estado $29P_{1/2}$ só é permitida para um campo elétrico em torno de 600 V/cm. Todas estas curvas foram obtidas utilizando a referência[6]. A interação de longo alcance entre dois átomos no estado $29P$ é dada por um potencial $V = C_5/R^5$, onde C_5 é constante e R é a distância internuclear. Este potencial é devido a colisão envolver apenas estados $P - P$.

Variando o atraso entre o pulso de excitação óptica e pulso de deteção elétrica podemos observar a evolução temporal da população do estado $31S_{1/2}$. Na figura5.2 mostramos a população no estado $31S_{1/2}$ em função do tempo para um campo elétrico estático de 897 V/cm e a frequência do laser pulsado ajustada a $-164.5\ cm^{-1}$ abaixo

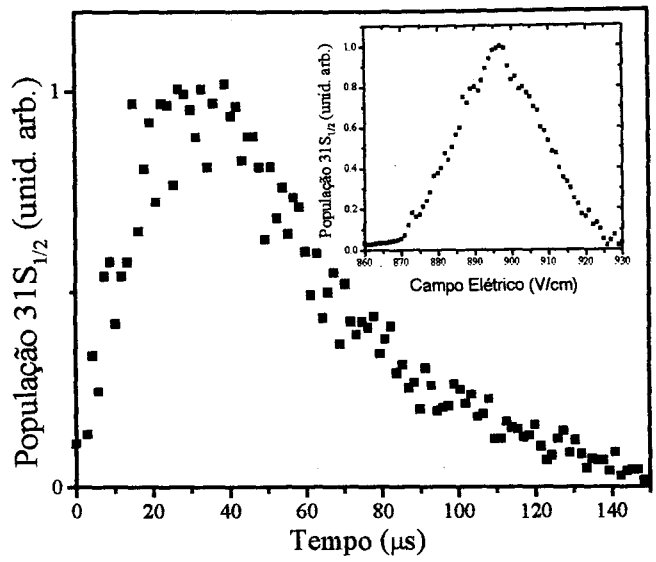

Figura 5.2: População do estado $31S_{1/2}$ produzida por colisões pelo canal $Rb\ 29P_{1/2} + Rb\ 29P_J$ em função do tempo de interação para um campo elétrico de 897 V/cm, e a frequência do laser pulsado ajustada a $-164.5\ cm^{-1}$ abaixo do limite de ionização do Rb. No canto superior direito mostramos o sinal de ions em função do campo elétrico aplicado.

do limite de ionização do rubídio. A partir da figura5.1, concluimos que a população no estado $31S_{1/2}$ pode ser originária de colisões envolvendo ambos canais energeticamente permitidos ($J = 1/2$ e $J = 3/2$). No campo superior direito da figura5.2 mostramos o sinal de íons em função do campo estático aplicado. O comportamento deste sinal é determinado pela região de campo onde o processo colisional é permitido ($\Delta E > 0$), pela razão entre as populações em $J = 1/2$ e $J = 3/2$, pela frequência do laser pulsado e por sua largura de linha. Na realidade, é uma combinação da largura do laser e da região em campo que o processo é permitido ocorrer; e também depende da frequência central do laser e sua largura de linha. Nossos experimentos preliminares não foram capazes de demonstrar uma dependência da evolução temporal com o campo elétrico aplicado. Também observamos que o sinal is proporcional a densidade atômica ao quadrado (ρ^2), indicando que trata-se de um processo de dois corpos.

Para explicar os resultados experimentais desenvolvemos um modelo teórico [8], que é baseado na interação de dois corpos e inspirado no modelo proposto por A. Gallagher e D. Pritchard[9]. De acordo com este modelo dois átomos de Rydberg interagem via um potencial do tipo C_5/R^5, onde C_5 é o coeficiente do potencial e R é a distância atômica internuclear. Sob a influência deste potencial, os átomos são acelerados classicamente um contra o outro e podem sofrer decaimento espontâneo. Esta aproximação clássica é permitida, pois trabalhamos com a temperatura em torno de 1 mK , ou seja o comprimento de onda de de Broglie, λ_{deB}, é da ordem de dezenas de nanômetros, muito menor que o alcance do potencial.

Em nosso caso consideramos duas curvas de potencial atrativas conectadas assintoticamente aos estados $29P_{1/2}+29P_J$ e $29S_{1/2}+31S_{1/2}$, como podemos ver pela representação esquemática na fig.5.3. Os átomos são excitados para o potencial de maior energia $(29P_{1/2}+29P_J)$, e terminam no de mais baixa energia $(29S_{1/2}+31S_{1/2})$. Vamos supor também que em $t=0$, o pulso de excitação do laser transfere os átomos para o potencial de Rydberg relacionado aos estados $29P_{1/2}+29P_J$, para todas as separações internucleares possíveis entre $R=0$ e $R\rightarrow\infty$. Então os átomos são acelerados um contra o outro até atingirem uma região de pequena separação internuclear. Neste ponto o par pode trocar de potencial, terminando a colisão no estado $29S_{1/2}+31S_{1/2}$, onde detectamos a população do estado $31S_{1/2}$. Mas para calcular a evolução temporal da população no estado $31S_{1/2}$ exatamente, seria necessário conhecer em detalhes as curvas de potencial na região de curto alcance. Entretanto até o momento não existe na literatura tal informação. Desta forma suporemos o potencial de longo alcance, da forma $1/R^5$[8], como dominante em toda a região.

Iniciamos com o cálculo do número de pares atômicos que encontram-se entre R_0 e R_0+dR_0 e que atinjam uma curta separação internuclear, dentro de um intervalo de tempo τ_1 e τ_1+dt. Isto pode ser expresso da seguinte forma:

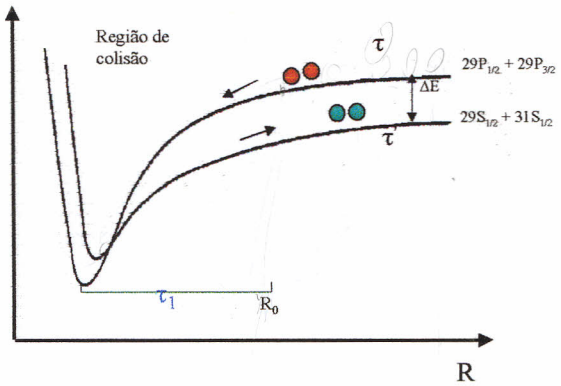

Figura 5.3: Representação esquemática do processo colisional. O par atômico inicia a colisão no potencial $Rb(29P_{1/2})+Rb(29P_J)$ e termina o processo no potencial $Rb(29S_{1/2})+Rb(31S_{1/2})$. O cruzamento na região de curto alcance esta apenas esquematizada aqui.

$$\Delta N = \frac{4\pi}{2}\rho^2 R_0^2 dR_0, \tag{5.2}$$

sendo ρ a densidade de átomos de Rydberg. Considerando um potencial puro da forma C_5/R^5, é possível calcular o tempo necessário para o par colisional ir de $R = R_0$ para $R = 0$, com uma velocidade inicial igual a zero. Consideraremos um movimento clássico neste potencial, e utilizando conservação de energia temos que:

$$\Delta E = U = \frac{\mu v^2}{2} = C_5\left[\frac{1}{R^5} - \frac{1}{R_0^5}\right], \tag{5.3}$$

onde μ é a massa reduzida do par atômico. Em função da velocidadee esta equação pode ser escrita como:

$$\frac{dR}{dt} = v = \left(\frac{2}{\mu}C_5\left[\frac{1}{R^5} - \frac{1}{R_0^5}\right]\right)^{1/2}. \tag{5.4}$$

Integrando-se a equação de movimento:

$$\int_0^t dt = \int_0^{R_0} \left(\frac{\mu}{2C_5}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{R^5} - \frac{1}{R_0^5}\right)^{-1/2} dR. \tag{5.5}$$

Para realizar a integral fazemos a mudança de variável:

$$S = 1 - \frac{R^5}{R_0^5} \Longrightarrow R = R_0 (1-S)^{1/5}, \ e \ dR = -\frac{R_0^5}{5}(1-S)^{-4/5} dS. \tag{5.6}$$

Desta forma reescrevendo a integral da eq.5.5:

$$t(R_0) = \frac{1}{5}\left(\frac{\mu R_0^7}{2C_5}\right)^{1/2} \int_0^1 \frac{dS}{S^{1/2}(1-S)^{3/10}}, \tag{5.7}$$

esta integração pode ser resolvida com o auxílio da Função Gama:

$$\int_0^1 t^{x-1}(1-t)^{y-1} dt = \frac{\Gamma(x)\Gamma(y)}{\Gamma(x+y)}; \ x, y > 0, \tag{5.8}$$

então:

$$\int_0^1 S^{-1/2}(1-S)^{-3/10} dS = \frac{\Gamma(1/2)\Gamma(7/10)}{\Gamma(6/5)} = a, \tag{5.9}$$

onde a é uma constante. Voltando na eq.5.7, obtemos:

$$t(R_0) = \frac{a}{5}\left(\frac{\mu R_0^7}{2C_5}\right)^{1/2}. \tag{5.10a}$$

Reescrevendo a eq.5.10a, em função de t e substituindo na eq.5.2, obtemos:

$$\Delta N = \frac{4\pi}{7} n^2 \left(\frac{2C_5}{\mu}\right)^{3/7} \left(\frac{5}{a}\right)^{6/7} t^{-1/7} dt. \tag{5.11}$$

Agora precisamos determinar a probabilidade de o par colisional sobreviver a emissão espontânea e atingir a região de curto alcance, onde o par tem a probabilidade q de mudar de potencial. Assim, a probabilidade (P_r) de ocorrer este evento será:

$$P_r = qe^{-2t/\tau}, \tag{5.12}$$

onde τ é o tempo de vida do estado inicial $(29P)$, e o fator 2 vem do fato que qualquer um dos dois átomos pode decair. Esta probabilidade (P_r), considera o fato do par colisional atingir a região de curto alcance sem decair e retornar para a região mais externa do potencial. Mas, devemos lembrar que isto talvez não ocorra na primeira meia-oscilação, e o par possa sofrer mais oscilações antes de mudar de potencial ou decair. Assim é necessário considerar todos os ciclos em que é possível que isto ocorra. Seja então $\exp(-2t/\tau) = \delta$, de forma a poder-se reescrever a eq.5.12 na forma de uma expansão em séries de potências:

$$P_r = \delta q + q(1-q)\delta^3 + q(1-q)\delta^5 + ... = \frac{e^{-2t/\tau}q}{1-(1-q)e^{-4t/\tau}}. \tag{5.13}$$

A última etapa deste modelo, consiste em determinar o número de pares que mudaram de potencial, em um intervalo de tempo $t < \tau_1$, e não sofreram decaimento espontâneo no potencial $29S_{1/2}+31S_{1/2}$. Para isto, reescreveremos a eq.5.11, considerando a probabilidade descrita pela eq.5.12 e integrando-a no intervalo entre $t = 0$ e $t = \tau_1$. O número total de pares que sofrem colisão e terminam no estado $29S_{1/2} + 31S_{1/2}$ será dado por:

$$N = \frac{4\pi}{7}n^2\left(\frac{2C_5}{\mu}\right)^{3/7}\left(\frac{5}{a}\right)^{6/7}\int_0^{\tau_1} t^{-1/7}\frac{e^{-2t/\tau}q}{1-(1-q)e^{-4t/\tau}}e^{-(\tau_1-t)/\tau'}dt, \tag{5.14}$$

onde τ' é o tempo de vida do estado $31S_{1/2}$. O fator $e^{-(\tau_1-\tau)/\tau'}$ considera a fração da pop-

ulação que mudou de potencial em um tempo t e sobreviveu ao decaimento espontâneo no estado $31S_{1/2}$. A eq.5.14, nos possibilita prever o comportamento da população atômica em função do tempo. Para tempos de interação pequenos, o número de pares que atingem curtas distâncias internucleares (a região de cruzamento) é pequeno, assim a população do estado $31S_{1/2}$ é pequena. Conforme o tempo aumenta, pares que estão a separações internucleares maiores atingem a região de cruzamento incrementando a população do estado $31S_{1/2}$. Para tempos maiores, o mecanismo responsável pelo decréscimo da população no estado $31S_{1/2}$ é o decaimento espontâneo dos estados $29P$ e $31S$. Na figura5.4 mostramos a comparação entre o modelo predito pela equação (5.14) (linha cheia) e os resultados experimentais para evolução temporal do estado de Rydberg $31S_{1/2}$.

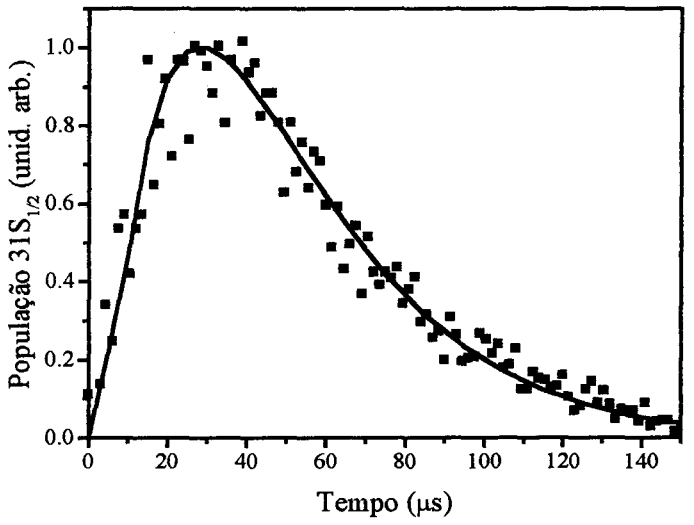

Figura 5.4: Comparação entre resultado experimental (pontos) e a previsão do modelo (linha cheia) para a evolução temporal da população do estado $31S_{1/2}$.

Em uma primeira análise da figura 5.4, observamos que a predição teórica feita em nosso modelo apresenta um pico em $t = 29\ \mu s$ enquanto a curva experimental apresenta o mesmo pico em $t = 33\ \mu s$. Para a curva teórica utilizamos os valores de tempo de vida

medidos no capítulo anterior para os estados $29P$ e $31S$. A pequena diferença existente entre as curvas teórica e experimental pode ser, muito provavelmente, creditada ao fato do potencial real não ser exatamente da forma $1/R^5$ e apresentar termos de maiores ordens. Assim no modelo o par atômico sofre uma aceleração mais forte devido ao potencial da forma $1/R^5$ do que no potencial real. A conseqüência disto é que no modelo o par atômico atinge a região de pequena separação internuclear num tempo mais curto, deslocando o pico na população para tempos mais curtos. Por esta razão, nós acreditamos que o cruzamento entre as curvas de potencial aconteça em uma região, na qual, o potencial não pode ser descrito sob a forma $1/R^n$. De fato, como já foi mencionado, nós não conhecemos a posição do cruzamento, devido a este não ser conhecido na literatura. Por outro lado, é importante observar que o modelo prediz um comportamento da população proporcional a n^2, de acordo com o experimento.

É importante enfatizarmos que o único parâmetro livre neste modelo é a probabilidade de haver uma mudança de potencial, q. Neste caso obtivemos que $q = 0.5$. Esta probabilidade pode ser calculada usando-se o modelo de Landau-Zener, onde esta probabilidade é dada por:

$$q = 2e^{-A}(1 - e^{-A}), \tag{5.15}$$

sendo:

$$A = \frac{2\pi^2\Omega^2}{hv\dfrac{dV}{dR}}, \tag{5.16}$$

onde Ω é o elemento de matriz responsável pelo acoplamento entre os potenciais internucleares, v é a velocidade atômica no ponto de cruzamento dos potenciais e $\left|\dfrac{dV}{dR}\right|$ é a diferença das derivadas dos potenciais no ponto de cruzamento. Assim pode-se perceber que, para o cálculo de q de forma precisa, é necessário conhecermos de forma exata o

potencial a curto alcance, que como sabemos, até o momento, não existe tal informação na literatura. De qualquer forma, o valor obtido pelo nosso ajuste para q é consistente com o modelo, o qual preve $0 \leq q \leq 0.5$. Devemos lembrar que estamos comparando o modelo com resultados que envolvem colisões com ambos Js, e o modelo apenas considera um canal de entrada para a colisão. Para verificar este efeito realizamos experimentos similares modificando a razão entre os dois estados finos do nível $29P$. Nós não observamos nenhuma influência apreciável na evolução temporal da população do estado $31S_{1/2}$ em função da razão entre as populações. Desta forma, nossos resultados indicam que o processo colisional é insensível as populações dos estados finos. Mas a variação de q em função da diferença de energia entre os canais de entrada e saída é ainda um ponto em aberto.

5.3 Processo colisional em baixo campo elétrico

Na tentativa de entendermos melhor o comportamento de q em função da diferença de energia entre os canais de entrada e saída da colisão resolvemos estudar processos colisionais em baixos campos. Isto se deve ao fato de que em baixos campos podemos levantar a degeneregência do momento angular de um estado atômico e resolve-la com precisão. Para isto neste trabalho estudamos o seguinte processo colisional:

$$33P_{3/2} + 33P_{3/2} \rightarrow 33S_{1/2} + 34S_{1/2} \tag{5.17}$$

Na figura5.5 mostramos a população do estado $34S_{1/2}$ em função do campo elétrico estático aplicado para um tempo de interação de 2 μs. Os três picos que aparecem representam as ressonâncias devido o levantamento da degeneregência do momento angular do nível $33P_{3/2}$. O canal colisional envolvendo os estados $nP_{3/2}$ ($j = 3/2$) ap-

resentam três projeções de momento angular (m_j), as quais são degenerados em energia na ausência de campo. Na presença de campo esta degenerecência é aberta e observamos três canais colisionais para as diferentes combinações de m_j, respectivamente $|m_j| = 1/2 + 1/2$, $|m_j| = 1/2 + 3/2$, $|m_j| = 3/2 + 3/2$.

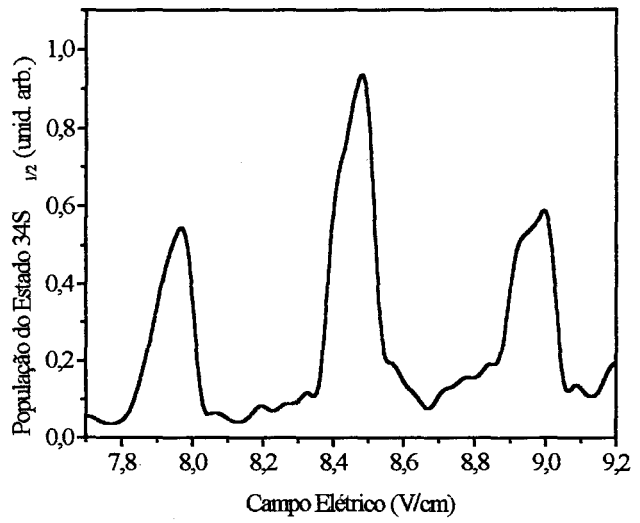

Figura 5.5: População do estado $34S_{1/2}$ em função do campo elétrico estático aplicado, para um $\Delta t = 2\ \mu s$. Os três picos referem-se as ressonâncias para os diferentes valores de m_j.

Observando a figura 5.5, vale lembrar que há dois parâmetros importantes. Um deles é sem dúvida a posição do máximo da ressonância para cada canal, o outro é a largura destas. Os valores de campos para o máximos experimentais mostram-se em boa concordância com a observação experimental (ver tabela5.1), de Lowell[7]. A largura destas ressonâncias também encontram-se em concordância com este trabalho.

Estado $33P$	$\|m_j\| = 1/2 + 1/2$	$\|m_j\| = 1/2 + 3/2$	$\|m_j\| = 3/2 + 3/2$
E (V/cm) (Ref.[7])	8,1 ± 0.05	8,5 ± 0.05	9,0 ± 0.05
E (V/cm) (Este Trabalho)	8,0 ± 0.05	8,5 ± 0.05	9,0 ± 0.05

Tabela 5.1: Valores de campo elétrico ressonante.

É interessante observar que o pico central apresenta uma amplitude maior que os seus dois vizinhos laterais. Acreditamos que isto devesse a dois fatores. O primeiro é o fato do laser pulsado não apresentar uma polarização bem definida. Na presença de um campo elétrico existem algumas limitações sobre as regras de seleção para transições ópticas. Quando a polarização do laser é paralela ao campo elétrico estático o laser só pode realizar transições $\Delta m_j = 0$; quando é perpendicular apenas transições $\Delta m_j = \pm 1$. Desta forma nosso laser pode estar excitando uma quantidade diferente de átomos para cada estado, resultando nesta assimetria. Outra possibilidade é a a inomogenidade do campo, tanto em amplitude quanto em direção; o que também poderia ocasionar a mesma diferença nas populações. De qualquer forma, isto permanecerá para ser explorado em um trabalho futuro.

Além de medirmos experimentalmente as ressonâncias também calculamos teoricamente a diferença de energia entre os canais de entrada e saída da colisão. Este cálculo é importante para o próximo passo de nosso estudo onde variaremos o campo elétrico estático, ou seja a diferença de energia entre os canais colisionais, e estudaremos a evolução temporal do processo. Este cálculo foi elaborado através de um programa computacional que calcula numericamente a energia dos níveis de Rydberg [6], gerando um "mapa" Stark (ver apêndice B). Na fig5.6. mostramos a diferença de energia entre os canais de entrada e saída da colisão para as seguintes situações: $|m_j| = 1/2 + 1/2$, $|m_j| = 1/2 + 3/2$, e $|m_j| = 3/2 + 3/2$, fig.5.6-a, fig.5.6-b e fig.5.6-c respectivamente. Os pontos de campo elétrico ressonante são os pontos de cruzamento entre as curvas de energia dos canais de entrada e saída da colisão, cujos valores estão indicados na tabela5.1.

Feito isto podemos estudar a evolução temporal do processo de colisões ressonantes em função do campo elétrico estático. Este estudo foi realizado para os três picos mostrados na figura 5.5. Mas devido ao fato de apresentarem o mesmo comportamento, nos focalizaremos nessa seção no segundo pico de ressonância, ou seja, nos processos en-

IFSC ... DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

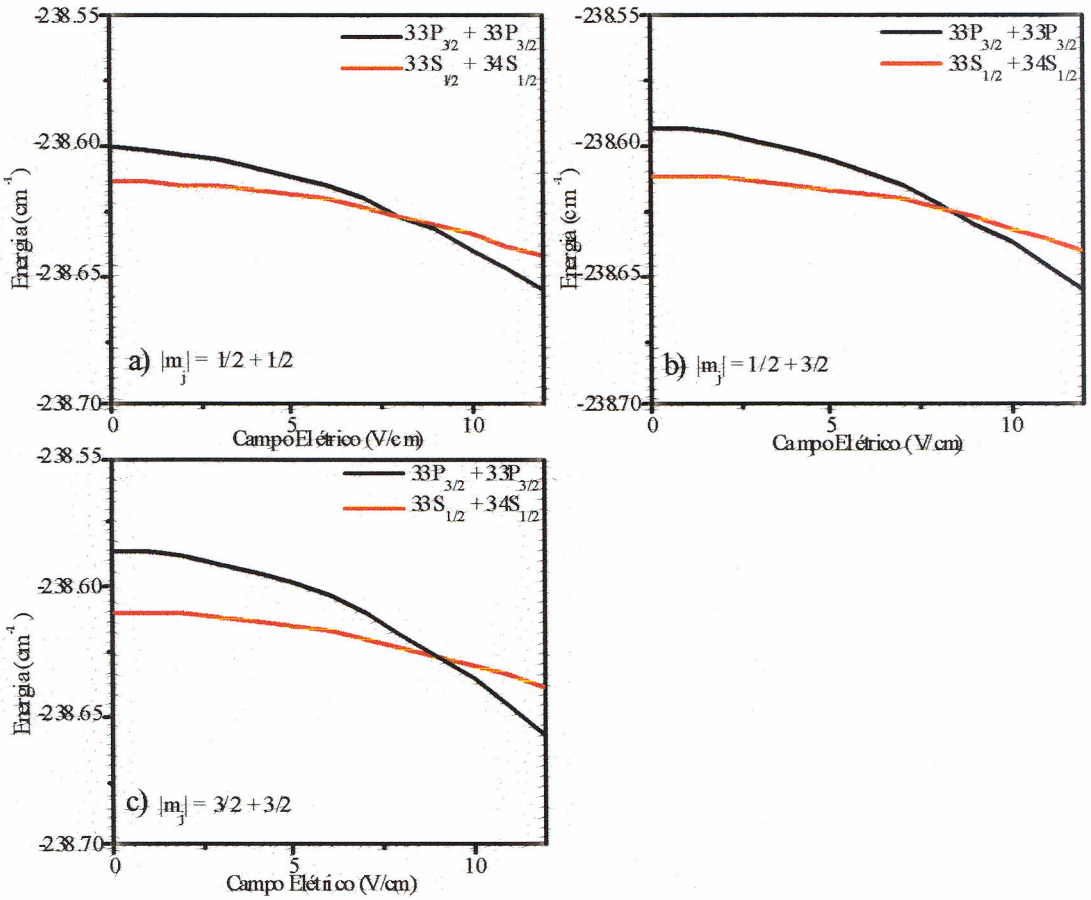

Figura 5.6: Diferença de energia entre os canais de entrada e saída da colisão. a) $|m_j| = 1/2 + 1/2$; b) $|m_j| = 1/2 + 3/2$; c) $|m_j| = 3/2 + 3/2$.

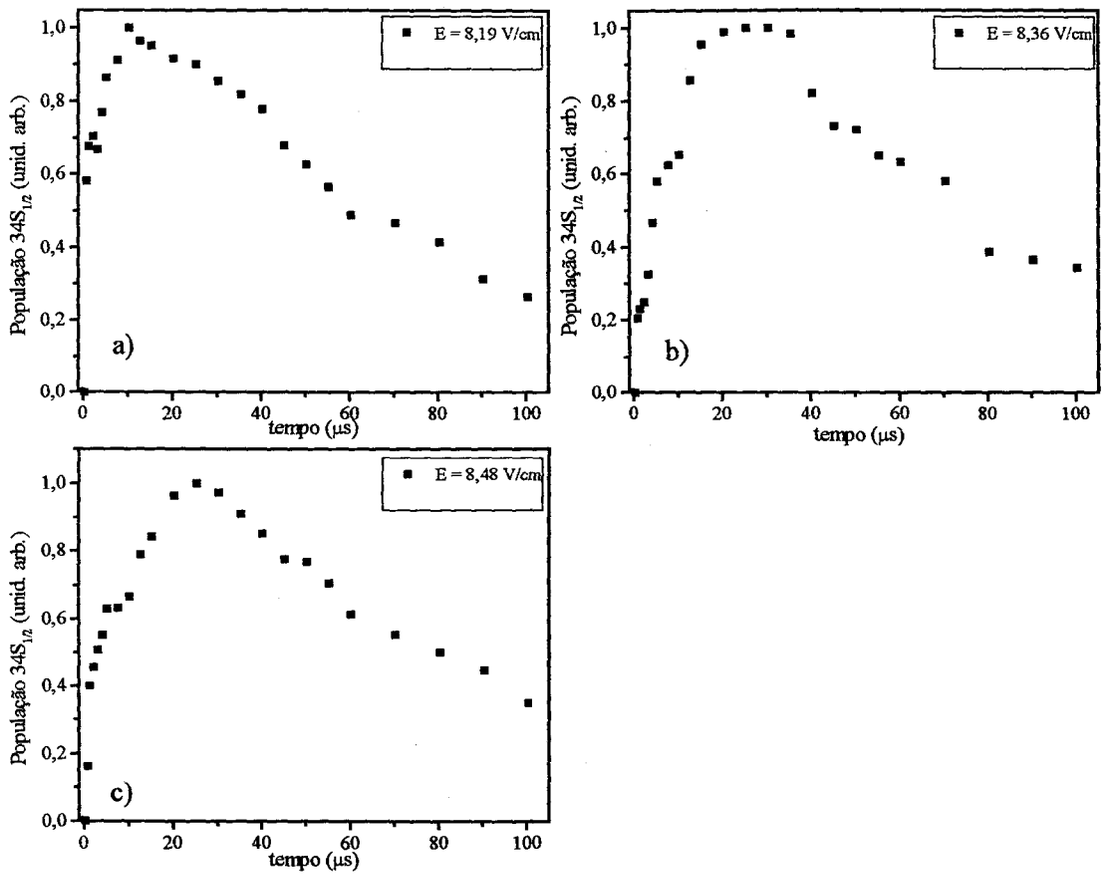

Figura 5.7: Evolução temporal do processo colisional para diferentes valores de campo elétrico para o caso $|m_j| = 1/2 + 3/2$. a) $8,19\ V/cm$, b) $8,36\ V/cm$, c) $8,48\ V/cm$. Observe que há um deslocamento do pico da curva no tempo, a medida que os valores de campo aproximam-se do valor de campo ressonante ($8,5V/cm$).

volvendo os estados $|m_j| = 1/2 + 3/2$. Desta forma analisaremos a evolução temporal da população do estado $34S_{1/2}$, em três situações de campo elétrico: $8,19\ V/cm$, $8,36\ V/cm$ e $8,48\ V/cm$. Este espaçamento deve-se ao fato do processo depender muito suavemente em função da diferença de energia entre os canais de entrada e saída. Na figura5.7 mostramos a evolução temporal da população do estado $34S_{1/2}$ nas três situações.

A partir da figura5.7, podemos observar que evolução da população do $34S_{1/2}$ possui um comportamento similar para as três situações, apresentando um decaimento

exponencial após atingir um valor máximo. Ou seja, observamos um comportamento similar ao ocorrido em alto campo elétrico. Em compensação observamos que conforme nos aproximamos da ressonância há um deslocamento do ponto de máximo para tempos maiores, em torno de um campo elétrico igual a $8,5\ V/cm$.

Na fig.5.8 comparamos a evolução temporal da população do estado $34S_{1/2}$ obtida experimentalmente, fig.5.7, com o modelo teórico aqui apresentando, onde a linha cheia representa o comportamento previsto pelo modelo para diferentes valores de probabilidade de população do estado $34S_{1/2}$. É possível observar uma boa concordância dos pontos experimentais com o modelo utilizado. Devemos lembrar que utilizamos aqui os valores medidos no capítulo anterior para os tempos de vida dos estados $33P_{3/2}$ e $34S_{1/2}$.

Na figura5.8 fica evidente que conforme nos aproximamos da ressonância o pico se desloca para tempos maiores e q aumenta de valor. Vamos tentar entender este comportamento em função do parâmetro q. Quando q possui um valor pequeno é necessário que os átomos sofram várias oscilações antes que mudem de potencial. Assim apenas os átomos que se encontram em pequenas separações internucleares podem fazer isto antes de sofrerem um decaimento espontâneo. Os átomos que se encontram a uma grande separação internuclear não conseguem oscilar o mesmo número de vezes e mudar de potencial, pois eles acabam por decair antes que ocorra a mudança de potencial. Quando q aumenta, a contribuição dos átomos que estão a uma grande separação internuclear, torna-se maior, visto que agora um número menor de oscilações é necessário. Assim o pico se desloca para valores maiores de tempo. Devemos lembrar que neste modelo pequenas separações internucleares significam tempos pequenos (eq.5.10a). Desta forma o pico desloca-se para valores pequenos de tempo. E no caso contrário o pico move-se para valores de tempos maiores.

Sem dúvida seria muito interessante calcularmos partindo de primeiros princípios o comportamento de q em função da diferença de energia entre o canal de entrada e saí-

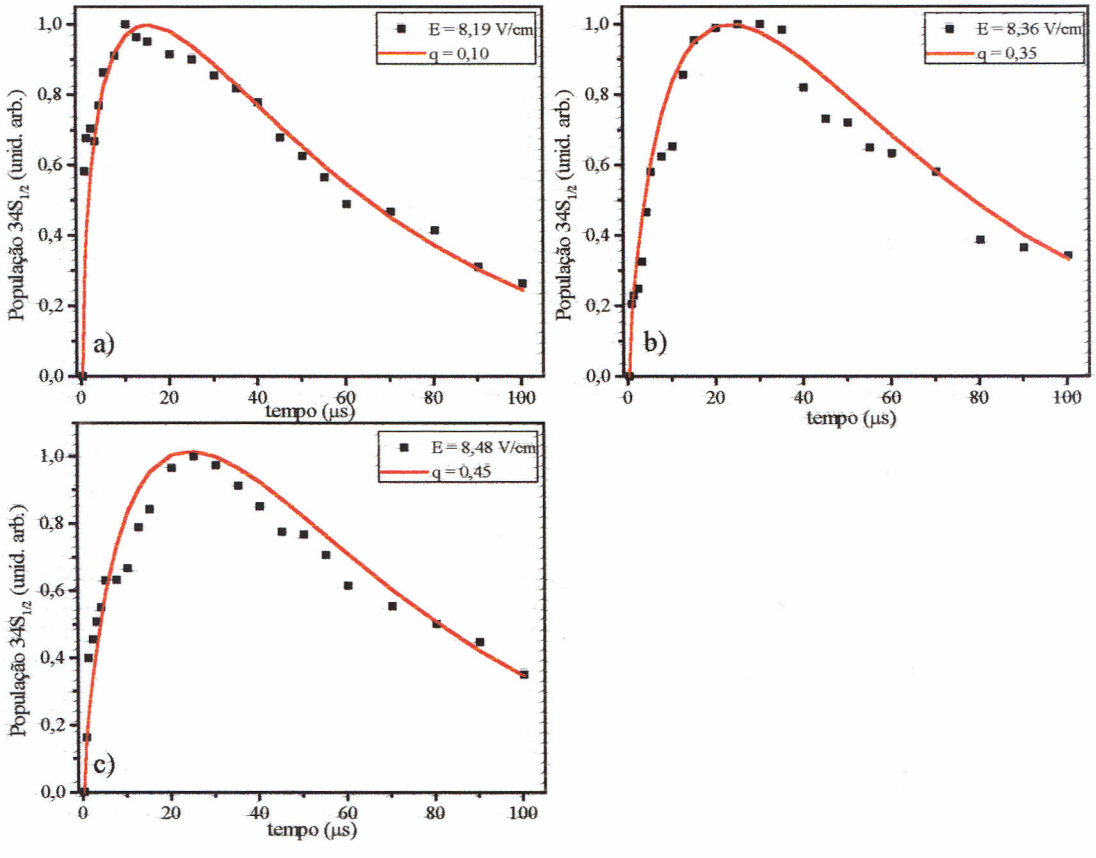

Figura 5.8: Os pontos representam os dados experimentais para as três situações de campo elétrico estudadas e a linhas cheias representam o comportamento previsto pelo modelo. O único parâmetro livre nestas curvas e a probabilidade q. a)$E = 8,19\ V/cm$ e $q = 0,10$, b) $E = 8,36\ V/cm$ e $q = 0,35$ e c) $E = 8,48 V/cm$ e $q = 0,45$.

da da colisão. Mas isto não é possível devido nosso desconhecimento sobre a região do cruzamento dos potenciais. Na tentativa de continuarmos nossa análise sobre q faremos algumas hipóteses. Vamos considerar em primeira aproximação que Ω e $\frac{dV}{dR}$ são constantes. Esta aproximação é razoável pois o cruzamento ocorre em um região de separação internuclear muito pequena (fig.5.9). Vamos também considerar a natureza $1/R^6$ para o potencial $33S_{1/2} + 34S_{1/2}$, desta forma este é basicamente plano quando comparado ao potencial $33P_{3/2} + 33P_{3/2}$ $(1/R^5)$. Nesta região estes parâmetros, Ω e $\frac{dV}{dR}$, devem dependem muito mais dos detalhes do potencial no ponto de cruzamento do que da diferença de energia entre os canais de entrada e saída da colisão (ΔE)[10]. Desta forma a eq.5.16 será escrita como:

$$A = \frac{B}{(\Delta E + E_0)^{1/2}}, \tag{5.18}$$

onde $B = \frac{2\pi^2\Omega^2}{\left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} h\frac{dV}{dR}}$, é uma constante. O termo $(\Delta E + E_0)^{1/2}$ é proporcional a velocidade no ponto de cruzamento; E representa a energia ganha entre o ponto de início da colisão e a posição do cruzamento; e E_0 representa a energia inicial dos átomos na armadilha (que é da ordem de 30 cm/s).

Vamos analizar como q depende em função da diferença de energia entre os potenciais, ou seja do campo elétrico. Quando a diferença de energia tende a zero, ou seja ressonância, a velocidade na região de cruzamento diminui, como consequência o valor de A aumenta, aumentando com isso o valor de q (ver fig.5.10.).

Lógico, que para que isto ocorra A deve ser menor que 0.7, pois q volta a diminuir para valores de $A > 0.7$. Quando estamos na situação contrária, ou seja, nos afastando da região da ressonância a velocidade aumenta, e consequentemente A e q diminuem. Na realidade o parâmetro $\left|\frac{dV}{dR}\right|$ também varia, mas este apresenta o mesmo comportamento que a velocidade reforçando o comportamento de A e q em função de ΔE.

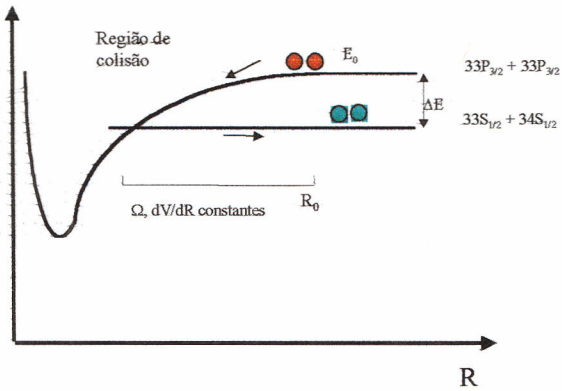

Figura 5.9: Diagrama esquemático do processo colisional, onde supomos que os átomos possuam uma velocidade inicial e que na região de cruzamento Ω e $\frac{dV}{dR}$, são constantes, considerando ainda que o cruzamento ocorre para R muito pequeno.

Na figura 5.11 apresentamos o comportamento da probabilidade q em função da diferença de energia entre os potenciais (ΔE) para as diferentes situações de campo elétrico estudadas por nós. Para se obter a diferença de energia entre os potenciais foram utilizados os gráficos da figura 5.6-b. Os pontos representam o resultados experimental e a curva é um ajuste teórico utilizando a eq 5.18. A partir deste ajuste podemos obter o valor de E_0, o qual encontra-se dentro do esperado. Observamos claramente que conforme a diferença de energia é menor, a probabilidade de mudança de potencial é maior; o que era de se esperar. A diferença entre o ajuste e os pontos experimentais vem do fato que não conhecemos em detalhes o potencial na região de cruzamento. Apesar desta diferença, o aumento da diferença de energia leva ao decréscimo da probabilidade q. Isto demonstra que nosso modelo corresponde de maneira satisfatória à situação encontrada experimentalmente.

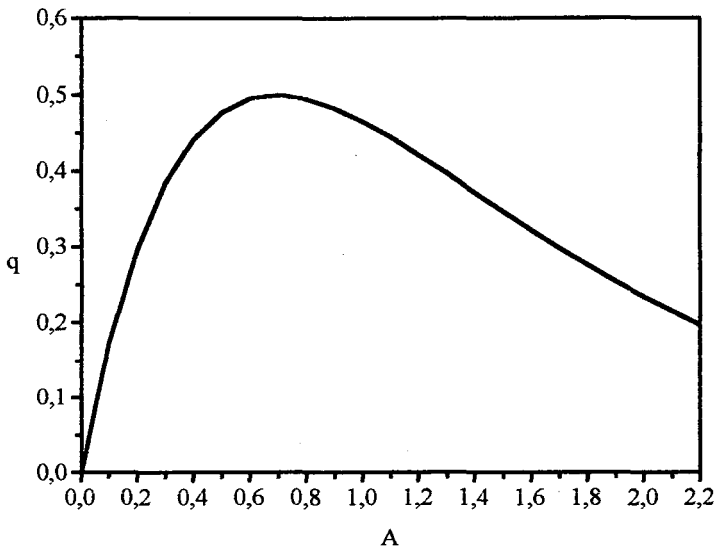

Figura 5.10: Variação do parâmetro q em função de A.

Utilizando este ajuste teórico de q em função de ΔE podemos voltar ao nosso modelo e calcular a fração da população no estado $34S_{1/2}$ em função de q para um dado valor de tempo de interação. Na figura 5.12, mostramos a população neste estado para um tempo de interação de 15 μs. A linha cheia representa a previsão teórica. Conforme q aumenta a população do $34S_{1/2}$ também aumenta. Acreditamos que a diferença entre os pontos experimentais e a previsão teórica seja novamente devido ao desconhecimento do potencial.

Não há dúvidas que o experimento em baixo campo nos deu subsídios para entender melhor o processo de colisão envolvendo transferência de energia em átomos de Rydberg. O modelo desenvolvido por nós contém os principais efeitos físicos, mas poderia ser melhorado se tivessemos um conhecimento maior sobre os potenciais envolvidos. Esperamos que nosso trabalho estimule a área teórica para o cálculo de tais potenciais em um futuro próximo.

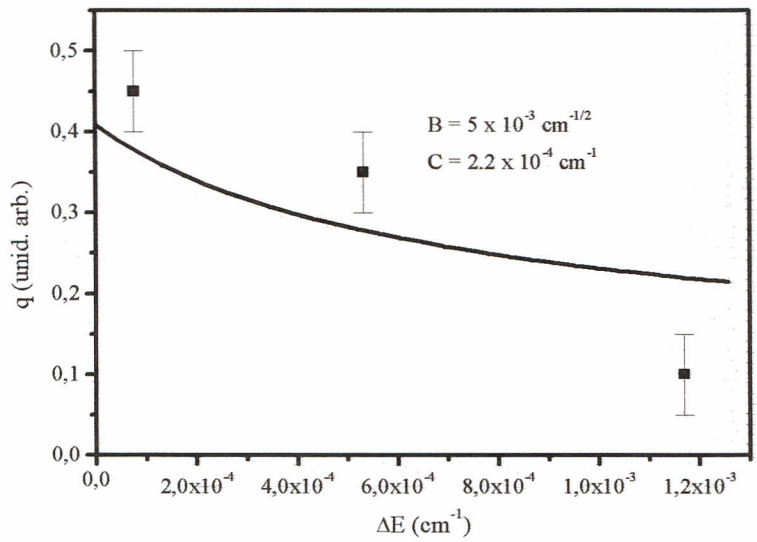

Figura 5.11: Comportamento da probabilidade q em função da diferença de energia, para as três situações de campo elétrico estudadas.

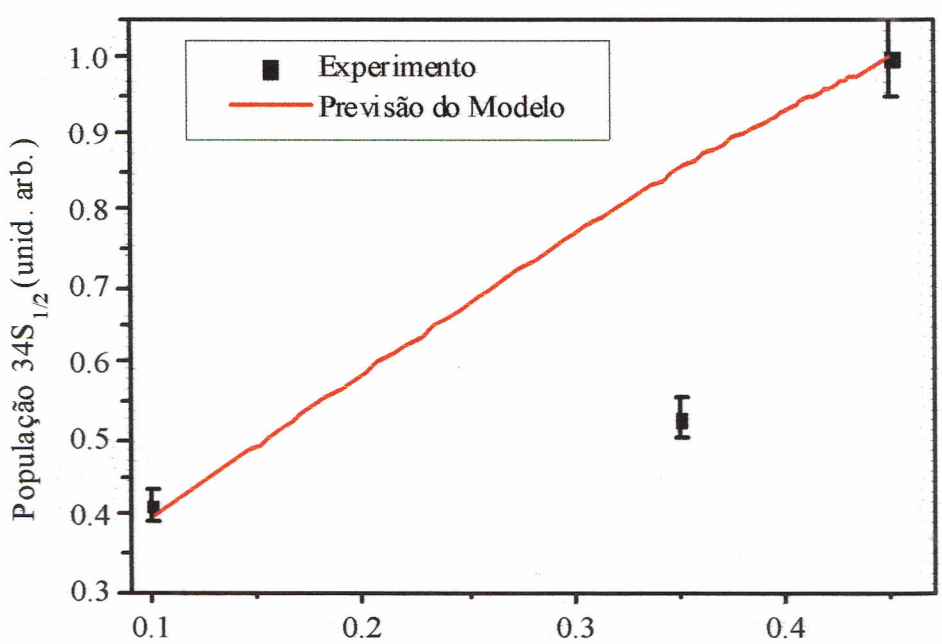

Figura 5.12: Variação da população com o parâmetro q, para um $\Delta t = 15\ \mu s$. Os pontos representam o experimento, e a linha cheia a previsão feita pelo modelo.

Bibliografia

[1] M. Weidmüller *et al*, Opt. comm. **101**, 342 (1993).

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

[3] I. Mourachko, D. Comparat, F. de Tomasi, A. Fioretti, P. Nosbaum, V.M. Akulin and P. Pillet, Phys. Rev. Lett. **80**, 253 (1998).

[4] W.R. Anderson, J.R. Veale and T.F. Gallagher, Phys. Rev. Lett. **80**, 249 (1998).

[5] T.F. Gallagher, *Rydberg Atoms*, Cambridge University Press (1994).

[6] M.L. Zimmerman, M.G.Littman, m.M. Kash, and D. Kleppner Phys. Rev. A, **20**, 2251 (1979).

[7] J.R. Lowell, *Dipole-Dipole Interactions in a Frozen Gas*, Ph.D Thesis, University of Virginia (1998).

[8] R.A.D.S. Zanon, *Estudo de Colisões Frias Envolvendo Mudança de Estado Eletrônico em* ^{85}Rb, Tese de Doutorado, IQSC (2000).

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

[10] R. Napolitano, Comunicação Pessoal.

Capítulo 6

CONSIDERAÇÕES FINAIS

O trabalho aqui apresentando reflete os resultados de três anos consecutivos de esforços para a constituição de linha de pesquisa envolvendo átomos de Rydberg. Houve várias tentativas no passado para a implementação desta linha em nosso grupo que foram infrutíferas. Assim, sua implementação por si só já representa um mérito, o qual pode ser acrescido se considerarmos que os membros de nossa equipe não tinham experiência prévia nesta área. E nos foi necessário aprender todos os passos envolvendo átomos de Rydberg, da excitação a detecção.

Apesar da pouca experiência na área, recentemente obtivemos também reconhecimento na comunidade internacional, quando fomos convidados a participar de uma sessão especial sobre átomos de Rydberg frios no Annual Meeting da Optical Society of America. Neste evento ficou claro que esta área ainda é pouco explorada mas de grande interesse na comunidade científica internacional, e que deverá crescer muito nos próximos anos.

Sem dúvida em nosso traballho demos os primeiros passos para entender tal sistema físico, e abordamos dois assuntos distintos: Os tempos de vida radiativos e o processo de colisão com transferência ressonante de energia. Com este estudo nos foi

possível conhecer as interações destes com a radiação de corpo negro e com outro átomo.

Realizamos medidas dos tempos de vida radiativos dos estados S, P e D do ^{85}Rb com o número quântico principal, compreendido no intervalo $31 < n < 45$. Os resultados foram obtidos utlizando um regime de baixa densidade, onde efeitos colisionais e de superradiância foram minimizados. Até onde sabemos, esta é a primeira vez que se realizam medidas de tempos de vida do ^{85}Rb, neste intervalo de n para os estados S, P e D com tamanha precisão, utilizando-se uma amostra fria. Também observamos o efeito da radiação de corpo negro que torna os tempos de vida dos estados mais curtos por induzir transições estimuladas.

Na outra área, estudamos o processo colisional com trasnferência ressonante de energia na presença de um campo elétrico estático. Estudamos a evolução temporal deste processo, analisando sua dependência com o campo elétrico estático, o que nos levou a vários resultados interessantes. Desenvolvemos um modelo semi-clássico para a evolução temporal do processo colisional, considerando a interação de dois átomos via um potencial C_5/R^5. A concordância entre o modelo e os resultados experimentais foi muito boa, indicando que o modelo apesar das limitações contém os principais fenômenos físicos. Sem dúvida, a melhoria do modelo poderia ser feita atravé do conhecimento exato da forma do potencial, o qual pretendemos investigar em breve. Mas esperamos que tais resultados estimulem o desevolvimento de estudos teóricos na área.

Em um futuro próximo deveremos estendido nosso estudo para outros estados do ^{85}Rb. Utilizando-se um campo elétrico pulsado de maior amplitude, será possível atingir estados entre $20 < n < 30$ com a excitação de um fóton, e para $n > 44$, estas medidas poderão ser realizadas visto que estamos adquirindo um laser pulsado cuja de largura linha é bem menor do que o nosso caseiro. O conhecimento dos tempos de vida de estados de Rydberg com tal precisão, pode auxiliar no desenvolvimento de melhores teorias de muitos corpos.

Na área de colisões, aproveitaremos nosso conhecimento desenvolvido em amostras envolvendo duas espécies alcalinas distintas, e realizaremos experimentos envolvendo colisões frias heteronucleares com transferência ressonante de energia. Este tipo de processo envolvendo átomos de Rydberg produzidos em uma amostra mista de átomos alcalinos aprisionados, nunca foi estudado nem teoricamente nem experimentalmente. Nestes experimentos, uma vez que tenhamos aprisionado simultaneamente as duas amostras, uma destas deverá ser excitada à estados de Rydberg. Estes níveis devem ser selecionados de modo a apresentarem energias próximas a de determinados níveis do outro alcalino envolvido, de modo que a ocorrência deste tipo de colisão seja propiciado. Uma das combinações mais favoráveis para a observação de transferência de energia é a $K - Rb$, por estes dois alcalinos apresentarem alguns níveis de energia bem próximos. Neste caso em especial, as colisões deverão envolver átomos de ^{85}Rb em estados de Rydberg próximos ao limite de ionização, e átomos de ^{39}K no estado fundamental, e a evolução da população no estado do potássio que for populado pela colisão deverá ser observada.

Apêndice A

Tabelas de Defeitos Quânticos e Energias para o ^{85}Rb

Neste apêndice apresentamos duas tabelas. Uma referente aos defeitos quânticos para os estados S, P e D do ^{85}Rb, para $14 \leq n \leq 50$. A outra refere-se às energias destes mesmos estados também para o ^{85}Rb, no mesmo intervalo de n.

n	def.quant.S	def.quant.P(1/2)	def.quant.P(3/2)	def.quant.D
14	3.13269	2.65715	2.64395	1.34338
15	3.13245	2.6568	2.64357	1.34339
16	3.13226	2.65651	2.64327	1.34340
17	3.1321	2.65627	2.64303	1.34341
18	3.13198	2.65608	2.64283	1.34342
19	3.13187	2.65591	2.64267	1.34343
20	3.13178	2.65577	2.64254	1.34344
21	3.13171	2.65565	2.64242	1.34345
22	3.13165	2.65554	2.64232	1.34346
23	3.1316	2.65545	2.64224	1.34347
24	3.13155	2.65538	2.64217	1.34348
25	3.13151	2.65531	2.64211	1.34349
26	3.13147	2.65525	2.64205	1.34350
27	3.13144	2.65519	2.64201	1.34351
28	3.13142	2.65515	2.64196	1.34352
29	3.13139	2.65511	2.64193	1.34353
30	3.13137	2.65507	2.64189	1.34354
31	3.13135	2.65503	2.64186	1.34355
32	3.13133	2.655	2.64183	1.34356
33	3.13132	2.65497	2.64181	1.34357
34	3.1313	2.65495	2.64179	1.34358
35	3.13129	2.65493	2.64177	1.34359
36	3.13128	2.6549	2.64175	1.34360
37	3.13127	2.65489	2.64173	1.34361
38	3.13126	2.65487	2.64172	1.34362
39	3.13125	2.65485	2.6417	1.34363
40	3.13124	2.65484	2.64169	1.34364
41	3.13123	2.65482	2.64168	1.34365
42	3.13122	2.65481	2.64167	1.34366
43	3.13122	2.6548	2.64166	1.34367
44	3.13121	2.65479	2.64165	1.34368
45	3.13121	2.65478	2.64164	1.34369
46	3.1312	2.65477	2.64163	1.34370
47	3.1312	2.65476	2.64162	1.34371
48	3.13119	2.65475	2.64161	1.34372
49	3.13119	2.65474	2.64161	1.34373
50	3.13118	2.65473	2.6416	1.34374

Figura A.1: Defeito quântico para os estados S, P e D do ^{85}Rb, para $14 \leq n \leq 50$.

n	EnergiaS(1/cm)	EnergiaP(1/2)(1/cm)	EnergiaP(3/2)(1/cm)	EnergiaD(1/cm)
14	32761.60310	32837.88085	32839.86075	33005.75786
15	32911.63434	32970.52791	32972.06751	33102.36169
16	33028.05352	33074.46976	33075.68931	33179.89136
17	33120.20091	33157.43025	33158.412	33243.05481
18	33194.38377	33224.69949	33225.50108	33295.19285
19	33254.98597	33279.9994	33280.66213	33338.72911
20	33305.13122	33326.01028	33326.5643	33375.45627
21	33347.09410	33364.70202	33365.16975	33406.72336
22	33382.56272	33397.54867	33397.94707	33433.5612
23	33412.81124	33425.67102	33426.01307	33456.76839
24	33438.81599	33449.93353	33450.22932	33476.97138
25	33461.33526	33471.0116	33471.26905	33494.66711
26	33480.96524	33489.4391	33489.66452	33510.25389
27	33498.17988	33505.64252	33505.84098	33524.05398
28	33513.35978	33519.96592	33520.14151	33536.33033
29	33526.81343	33532.68928	33532.84535	33547.29929
30	33538.79300	33544.04235	33544.18167	33557.14009
31	33549.50623	33554.21507	33554.33992	33566.00229
32	33559.12550	33563.36558	33563.47786	33574.01148
33	33567.79487	33571.62638	33571.72771	33581.27369
34	33575.63539	33579.10919	33579.20092	33587.87902
35	33582.74946	33585.90873	33585.99202	33593.90435
36	33589.22413	33592.10572	33592.18155	33599.41566
37	33595.13378	33597.76931	33597.83852	33604.46979
38	33600.54231	33602.95901	33603.02234	33609.11593
39	33605.50480	33607.72624	33607.78432	33613.39685
40	33610.06900	33612.11566	33612.16903	33617.34985
41	33614.27640	33616.16615	33616.2153	33621.00758
42	33618.16326	33619.91174	33619.95707	33624.39874
43	33621.76132	33623.38226	33623.42416	33627.5486
44	33625.09850	33626.60402	33626.64281	33630.47953
45	33628.19944	33629.60024	33629.6362	33633.21136
46	33631.08590	33632.39147	33632.42486	33635.76172
47	33633.77723	33634.99601	33635.02706	33638.14634
48	33636.29063	33637.43014	33637.45905	33640.37927
49	33638.64143	33639.70841	33639.73536	33642.47311
50	33640.84338	33641.84385	33641.869	33644.43917

Figura A.2: Energia dos estados S, P e D do ^{85}Rb, para $14 \leq n \leq 50$. Limite de inonização $33690,797\ cm^{-1}$

Apêndice B

Mapas Stark para o ^{85}Rb

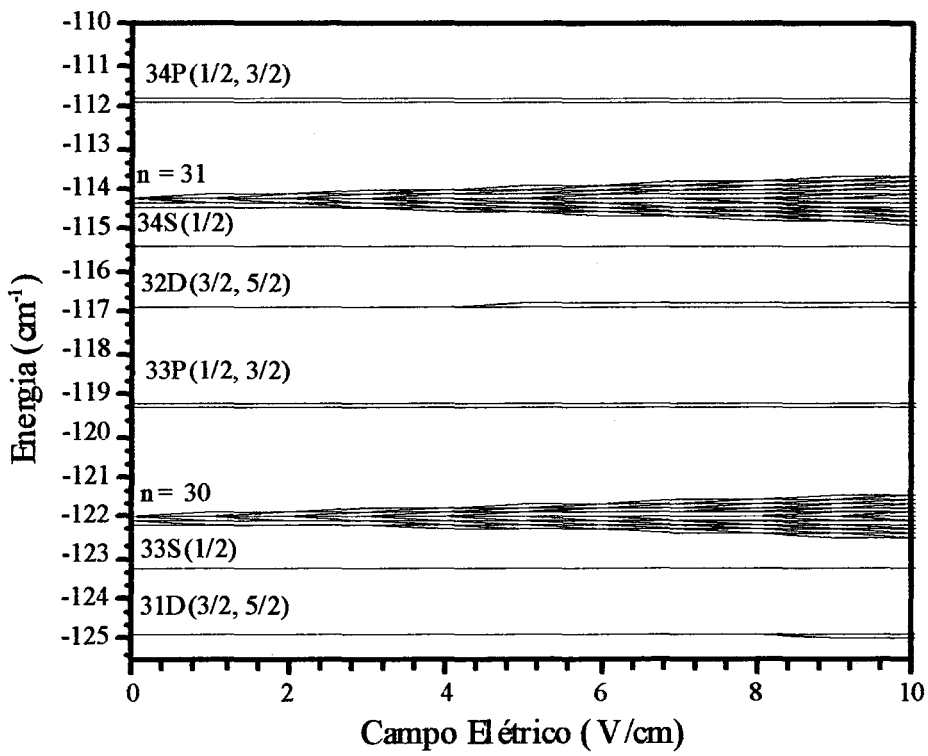

Figura B.1: Mapa Stark para o ^{85}Rb que utilizamos para construir os gráficos da figura 5.2. para $|m_j| = 1/2$

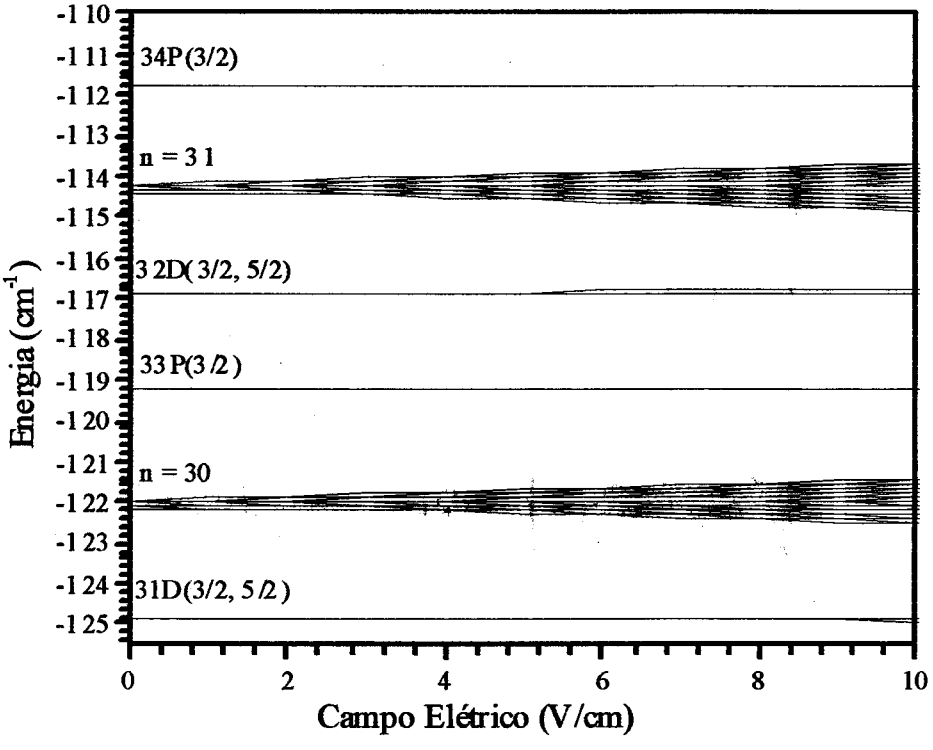

Figura B.2: Mapa Stark para o ^{85}Rb que utilizamos para construir os gráficos da figura 5.2. para $|m_j| = 3/2$