UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

FOTOIONIZAÇÃO ASSOCIATIVA: UM PROTÓTIPO PARA O ESTUDO DE COLISÕES COM ÁTOMOS DE SÓDIO ULTRAFRIOS

Luis Gustavo Marcassa

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

USP / IFQSC / SBI

8-2-001089

Tese apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, USP, para obtenção do título de Doutor em Ciências - "Física Básica"

São Carlos - SP

1995

UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Av. Dr. Carlos Botelho, 1465
CEP 13560-250 - São Carlos - SP
Brasil

Fone (0162) 72-6222
Fax (0162) 72-2218

C:\WINWORD\WLA\OFDEFD.DOC

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Prof. Dr. Horácio Carlos Panepucci

Prof. Dr. John Weiner

Prof. Dr. Luiz Eugênio Machado

Prof. Dr. Marco Aurélio Pinheiro Lima

à minha mãe....

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Vanderlei pela sua dedicação e empenho na dicífil tarefa de orientação. Tarefa que inclue não só a transmissão de conhecimento, mas também o ensinamento de uma filosofia de vida. Também agradeço pela amizade e apoio em momentos díficeis, sem os quais a realização deste trabalho seria impossível.

Ao Prof. Zílio por sua amizade, pelos conhecimentos técnicos e por sua ajuda contra o "Demônio 699".

Ao Prof. John Weiner por seus ensinamentos na área de colisão e por sua ajuda em uma conferência sobre colisões.

Aos Profs. D. Pereira e A. Scalabrin pelo empréstimo de um laser de corante. E por um par de espelhos de uma cavidade.

À Sílvia pela amizade, pela paciência e pelas vezes que jantei em sua casa. Ao Luciano pela amizade, que cresceu na mesma proporção que ele. À Renata pelos dias que brincamos juntos.

Ao meu irmão Julio, por todos estes anos de convivência, de travessuras e brigas. Apesar de tudo tornou-se um amigo fiel e inseparável.

Ao Reginaldo Napolitano por sua amizade e ajuda em meus estudos. À Claúdia, sua esposa, pela amizade.

Ao Prof. Donoso, por seu empenho na concessão de minha bolsa sandwich.

Ao Prof. Joubert Farago pelos ensinamentos na língua inglesa e conselhos.

À Irmã Ruth por sua amizade e estímulos.

À secretária Isabel por sua ajuda prestativa durante todos estes anos.

Ao técnico Gilberto pela sua disposição em ajudar na resolução de vários problemas no laboratório.

Ao pessoal do laboratório pela amizade durante estes anos: Aparecida, Débora, Mônica, Flemming, Lobinho, Cleber, Fernando, Nório.

Ao Lino por sua amizade, carisma e convivência desde o primeiro ano de graduação. Também à sua paciência, afinal pelo que me lembre nunca briguei com ele. Pela ajuda em algumas figuras da tese.

Ao Sérgio Muniz pela sua amizade nos bons e nos maus momentos. Também por sua dedicação exemplar nos trabalhos em que tem realizado comigo. Pela ajuda em algumas figuras da tese.

Ao Valdir Colussi pela amizade e pelos ensinamentos científicos e de vida.

Ao Gustavo Telles por ajudar nas figuras desta tese e pela amizade.

À Fabiana por me ajudar a relaxar no período de confecção da tese através da natação.

Ao Francisco por ter lido a tese.

Ao pessoal da oficina de óptica, principalmente o Edivaldo, pelo serviço rápido e prestativo.

Ao pessoal da oficina mecânica, principalmente o Carlinhos e Robertinho, pelas peças de alto vácuo.

À Neusa da biblioteca pela sua amizade e sua disposição.

Ao Sergio pelo convívio e a amizade.

À Fapesp, à Capes e ao CNPq pelo suporte financeiro.

ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS i

LISTA DE TABELAS vii

RESUMO viii

ABSTRACT ix

I. INTRODUÇÃO 1

II. APRISIONAMENTO DE ÁTOMOS E COLISÕES 7

II.1 - INTRODUÇÃO HISTÓRICA 7

II.2 - PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO 9

II.3 - O ÁTOMO DE SÓDIO 12

II.4 - COLISÕES ULTRAFRIAS: UMA VISÃO GERAL 14

III. FOTOIONIZAÇÃO ASSOCIATIVA EM ÁTOMOS DE SÓDIO 15

III.1 - INTRODUÇÃO 18

III.2 - MODELO PARA FOTOIONIZAÇÃO ASSOCIATIVA EM QUATRO ETAPAS 21

III.3 - DEPENDÊNCIA DE K_{PAI} COM INTENSIDADE 29

III.3.1 - MONTAGEM E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL 29

III.3.2 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS 34

III.4 - ESPECTROSCOPIA DE ÁTOMOS COLIDINDO UTILIZANDO DUAS CORES 42

III.5 - DISCUSSÃO 55

IV. BLINDAGEM ÓPTICA DE COLISÕES FRIAS: UMA DEMONSTRAÇÃO VIA FOTOIONIZAÇÃO ASSOCIATIVA 58

IV.1 - INTRODUÇÃO 58

IV.2 - MONTAGEM EXPERIMENTAL 58

IV.3 - DEMONSTRAÇÃO DA BLINDAGEM 60

IV.4 - ESTUDO EM FUNÇÃO DA INTENSIDADE 64

V. OUTROS PROCESSOS ENVOLVENDO COLISÕES ULTRAFRIAS 73

V.1 - DEPENDÊNCIA COM A INTENSIDADE 76

V.2 - DEPENDÊNCIA COM A FREQÜÊNCIA 83

V.2.1 - MODELO DE GALLAGHER-PRITCHARD 83

V.2.2 - RESULTADOS VIA TÉCNICA DO LASER DE CATÁLISE 86

VI. CONCLUSÕES 89

VII. REFERÊNCIAS 92

LISTA DE FIGURAS

Fig. 1 - Esquema de operação de uma armadilha magneto-óptica 11

Fig. 2 - Esquema da armadilha magneto-óptica em três dimensões 11

Fig.3 - Diagrama dos níveis do átomo de sódio. Neste diagrama a separação entre os níveis não se encontra em escala 13

Fig. 4 - Processos colisionais básicos para átomos de sódio ultrafrios. Colisões no estado fundamental ocorrem na curva 3S+3S. Colisões de estado excitado simples envolve excitação por luz (1) à uma grande separação internuclear R, seguida de aceleração (2) com possível decaimento espontâneo, e transferência de energia via radiação (3a) ou mudança de estrutura fina (3b) a pequenos R. Colisões de estados duplamente excitados envolve a excitação (i) por luz à grande R, aceleração (ii) com possível decaimento espontâneo no estado excitado simple, excitação (iii) para o estado duplamente excitado à uma distância intermediária R e possível decaimento espontâneo (iv) ou movimento para pequenos R onde ionização associativa (v) pode ocorrer, no caso de sódio 15

Fig. 5 - Diagrama da montagem experimental do primeiro experimento sobre Fotoionização Associativa em átomos de sódio aprisionados. O feixe de sódio é desacelerado, resfriado na região do "melaço óptico" e aprisionado na armadilha de dipolo (ref. 31) 19

Fig. 6 - Modulação do sinal de fotoionização associativa. O processo colisional ocorre basicamente na presença da armadilha, quando a densidade atinge valores elevados (ref. 31) 20

Fig. 7 - Diagrama dos potenciais envolvidos na colisão entre dois átomos de sódio. Estão representados a absorção do primeiro fóton, a aceleração, a absorção do segundo fóton, a continuação da colisão e a autoionização 21

Fig. 8 - Movimento vibracional clássico e probabilidade de sobrevivência ao decaimento

radiativo de um par Na*-Na inicialmente estacionário e excitado a $R = R_i = 270$ Å (ref. 11). R_{AI} é a região onde pode ocorrer a mudança de estrutura fina e R_{AI} é a região onde pode ocorrer a autoionização 24

Fig. 9 - Diagrama esquemático da armadilha. Podemos observar o detector de íons e o sistema para coleta de fluorescência 30

Fig. 10 - Foto da armadilha magneto-óptica onde foram realizados os experimentos de colisão 30

Fig. 11 - Diagrama esquemático do sistema de laser usado para o estudo de fotoionização associativa 32

Fig. 12 - Foto do sistema óptico usado. É possível observar o laser de argônio, o de corante, o modulador eletroóptico (ao centro) e a célula de referência (responsável por manter a frequência do laser) 32

Fig. 13 - Gráfico da constante de reação (K_{PAI}) para fotoionização associativa em sódio em função da intensidade total dos feixes de aprisionamento. Também temos as curvas teóricas para o modelo de A. Gallagher (ref. 11) e o modelo desenvolvido por Y. Band e P. Julienne (ref. 47) 36

Fig. 14 - Possíveis canais para fotoionização associativa na presença da freqüência principal e dos "sidebands" 37

Fig. 15 - Luz da amostra de átomos é colimada e introduzida em um analizador de espectro (cavidade de Fabry-Perot) para determinar a população no estado fundamental F=1 41

Fig. 16 - Distribuição de populações nos estados fundamentais F=1 e 2 obtidas através da análise da fluorescência dos átomos aprisionados pela transmissão do analizador de espectro 42

Fig. 17 - Fotoionização Associativa com duas cores. Gráfico da taxa de íons em função da

freqüência do segundo laser. A transição $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ corresponde à freqüência ω_1 e a $3S_{1/2}(F=1) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ à freqüência ω_2. (a) A intensidade do "sideband" é ~ 30% da intensidade da freqüência principal. (b) A intensidade do principal é ~ 30% da intensidade do "sideband". Os detalhes mostram os possíveis canais para autoionização. Os buracos próximos de ω_1 e ω_2 devem ser desconsiderados, visto que o segundo laser estava destruindo a armadilha 45

Fig. 18 - Diagrama esquemático para fotoionização associtiva com duas cores operando a armadilha no modo ciclíco. (a) Montagem experimental onde destacam-se a chave de RF, a "janela" para o contador; (b) Esquema do modo ciclíco de operação da armadilha 48

Fig. 19- Espectros de fotoionização com duas cores para a armadilha operando no modo cíclico. (a) Os átomos estão expostos à ω_1 e ω_p. (b) Os átomos estão expostos à ω_2 e ω_p. Os detalhes no gráfico mostram esquematicamente os possíveis canais de ionização 49

Fig. 20 - Comparação entre os resultados experimentais de fotoionização associativa de uma amostra "pura" em F=2 com a teoria semi-clássica. Na área hachuriada não podemos fazer comparação pois o laser de prova esta perturbando o funcionamento da armadilha 53

Fig. 21 - Comparação entre os resultados experimentais de fotoionização associativa de uma amostra "pura" em F=1 com a teoria semi-clássica 53

Fig. 22 - Diagrama esquemático dos estados moleculares que participam de um colisão partindo de átomos em F=1. Observamos que o laser de prova conecta o estado atrativo ao duplamente excitado; e ao mesmo tempo o fundamental ao repulsivo 54

Fig. 23 - Comparação entre os resultados experimentais de fotoionização associativa de uma amostra "mista" (população em F=1 e 2) com a teoria semi-clássica 55

Fig. 24 - Diagrama esquemático para a demonstração de blindagem óptica no processo de fotoionização associativa. Do modulador 1 provêm os feixes para o aprisionamento, e do

modulador 2 o feixe para a blindagem. 59

Fig. 25 - A linha sólida é o espectro normal sem o feixe de blindagem. A pontilhada é a mesma região espectral na presença do feixe de blindagem. A freqüência de blindagem é ω_b = -592 MHz. A freqüência limite para haver fotoionização associativa sem o feixe de blindagem é ω_{2l} = -1922 MHz, como já foi explicado no capítulo III. A freqüência limite com o feixe de blindagem é ω_{4l} = -3042 MHz, devido à presença de ω_4 61

Fig. 26 - (a) Relação entre as freqüência de aprisionamento ω_1 e de rebombeio ω_2; (b) Freqüência de prova em ressonância com átomos cuja distância internuclear é menor que R_b. A rota normal é reduzida pelo fóton ω_3 que conecta o estado 2+2 ao repulsivo; (c) Freqüência de prova em ressonância com átomos cuja distância internuclear é maior que R_b. A rota normal é aumentada pelo fóton ω_3 que conecta o estado 2+p ao duplamente excitado 63

Fig. 27 - Diagrama esquemático do aparato experimental para determinar o comportamento do efeito de blindagem óptica em função da intensidade 65

Fig. 28 - Dependência do fator de blindagem óptica com a intensidade do feixe de blindagem. A curva cheia refere-se à uma teoria baseada no modelo de Landau-Zener 66

Fig. 29 - Diagrama esquemático do potencial fundamental e excitado repulsivo vestidos com o campo de radiação do laser de blindagem. Neste temos a probabilidade de transição para o estado excitado P_e, a probabilidade de continuar no estado fundamental P_g e a probabilidade de descer todo o potencial ganhando energia cinética P_∞. 67

Fig. 30 - Razão entre a fluorescência de átomos aprisionados na presença (F_b) e na ausência do laser de blindagem (F_o) em função da intensidade do mesmo. A curva sólida representa o comportamento da fluorescência considerando o efeito Stark AC. 70

Fig. 31 - Esquema de transferênci a de população entre vários estados fundamentais e

excitados que podem contribuir para a supressão das perdas por colisões em átomos frios 70

Fig. 32 - Diagrama esquemático dos processos inelásticos: (i) mudança de estrutura fina. O par entra no estado $3S_{1/2}$-$3S_{1/2}$, absorve um fóton (1) e vai para $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$. Continua a colisão (2) até o ponto A, e na volta no, ponto B, talvez mude para o potencial $3S_{1/2}$-$3P_{1/2}$. Aumentando assim sua energia cinética; (2) escape radiativo. O par vai para o estado $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$ com um fóton (1) υ_1, acelera (2) e quando decai emite um fóton υ_2 (3), onde $\upsilon_2 < \upsilon_1$. Assim o par atômico aumenta sua energia cinética em $h(\upsilon_1 - \upsilon_2)$. 75

Fig. 33 - Curvas de carga da armadilha para diferentes intensidades para a armadilha tipo I 77

Fig. 34 - Gráfico do $|\ln(1-N/N_0)|$ em função do tempo para diferentes intensidades. A partir da inclinação destas retas podemos determinar $\gamma+\beta n_c$. A linha tracejada é a curva de carga para a armadilha tipo II, de onde extraímos γ 77

Fig. 35 - Gráfico de $\gamma+\beta n_c$ em função da intensidade dos feixes de aprisionamento para a armadilha tipo I. Podemos observar que $\gamma+\beta n_c$ tende para um valor limite para baixas intensidades 79

Fig. 36 - Gráficos de γ em função da intensidade e da freqüência do laser principal para a armadilha tipo II. Podemos observar que γ é independente deste parâmetros. Neste caso ω_0 refere-se a transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$. 79

Fig. 37 - Gráfico de β em função da intensidade dos feixes de aprisionamento para a armadilha tipo I. As grandes barras de erro advêm da forma irregular da amostra atômica 82

Fig 38 - (a) Comportamento de $\beta(\Delta, I)$ em função da freqüência do laser de catálise para a linha D1 do sódio; (b) Mesmo resultado para a linha D2 do sódio. Tanto em (a) quanto (b)

as curvas cheias representam o modelo G-P. No caso da (b) $n_j = 0.16$ [40] 88

LISTA DE TABELAS

Tabela I - Valores da constante de reação da fotoionização associativa para diferentes valores de intensidades 34

Tabela II - Valores de K_{PAI} para diferentes proporções de intensidade do rebombeio, originário do "sideband" do modulador eletro-óptico 40

Tabela III - Valores de β para diferentes intensidades para a armadilha tipo I 80

RESUMO

Este trabalho relata o processo de fotoionização associativa em átomos ultrafrios de sódio confinados por uma armadilha magneto-óptica. O comportamento da constante de reação K_{PAI} é medido em função da intensidade dos feixes de aprisionamento, também em função da freqüência de um segundo laser. Este estudo mostrou que fotoionização ocorre em um processo de várias etapas e mostrou a importância da emissão espontânea em colisões ultrafrias. Nós confirmamos experimentalmente pela primeira vez o processo de blindagem óptica, o qual evita a aproximação dos átomos devido à estados repulsivos induzidos pela interação dos átomos com a luz incidente. O entendimento deste processo é relevante se desejar-se aumentar o número e a densidade das amostras atômicas aprisionadas.

ABSTRACT

This works reports on the photo-associative ionization process in ultracold sodium atoms confined in a magneto optical trap. The behavior of the rate constant K_{PAI} is measured as a function of the trapping beams intensity, and as a function of the frequency of a second laser. This study showed that photo-associative ionization occurs in a multi-step process and also showed the importance of spontaneous emission in ultracold collisions. We experimentally confirmed for the first time the Optical Shielding process which prevents atoms from approaching due to repulsive states induced by the interaction of the atoms with the incident light. The understanding of this process is relevant if one intends to increase the number and density of trapped atomic samples.

I. INTRODUÇÃO

A hipótese de que toda matéria é constituída por átomos teve sua origem na Grécia antiga e permaneceu adormecida até ser introduzida na ciência moderna através da química por Dalton. Esta introdução se deu através de duas leis: i) a massa total de uma reação se conserva; ii) em qualquer reação química os elementos combinam-se em proporções bem definidas. Ambas leis são bem justificadas pela constituição atômica da matéria.

Também coube a química introduzir de forma clara e definida o conceito e diferenciação entre átomo e molécula, além do conceito de número de Avogrado. A partir destes conceitos nasceu um nova área do conhecimento humano, a física atômica.

O primeiro sucesso desta nova área do conhecimento foi a teoria cinética dos gases. A partir daí a idéia de átomo consolidou-se de tal forma, que ninguém mais a questiona nos dias de hoje. E nestes duzentos anos a física atômica não só evoluiu de forma surpreendente; mas como também modificou de forma inusitada a vida cotidiana. Grande parte do desenvolvimento tecnológico-científico neste período advem dos conhecimentos adquiridos na tentativa de compreender o sistema atômico, suas interações e formas de controle.

Contudo até há pouco tempo só era possível trabalhar com quantidades macroscópicas de átomos, o que torna o estudo das propriedades individuais do átomo e seu controle uma tarefa difícil. Esta dificuldade deve-se à dois fatores; o tamanho reduzido do sistema atômico e sua alta velocidade à temperatura ambiente. Se quisermos desenvolver uma "pinça" para investigar átomos individualmente, esta deveria apresentar as seguintes características: i) não modificar o sistema; ii) ser capaz de remover velocidade do átomo antes de pinça-lo, caso contrário seria impossível de mante-lo no mesmo ponto do espaço.

O controle da entidade atômica nos permitiria isolar um único átomo e estudar suas

propriedades. Além de que, talvez, nos permita "construir" novos materiais átomo a átomo; este tipo de aplicação seria de extrema importância em áreas como a engenharia genética e a ciência de materiais. Visto as possíveis aplicações desta "pinça" e suas implicações sobre o cotidiano, acreditamos que o desenvolvimento tecnológico do próximo século estará intimamente ligado à capacidade de se controlar com precisão sistema atômicos.

Além destas aplicações futurístas, o desenvolvimento de técnicas para controle do movimento atômico deve nos permitir obter amostras atômicas suficientemente densas e frias, onde a natureza quântica da matéria revele-se de uma forma extraordinária. Assim é esperado que efeitos como a Condensação de Bose-Einstein deva se manifestar nestes sistemas. Fora estas amostras devem ser ideais para investigar em detalhes o encontro atômico e a formação de ligações químicas.

Os estudo para a obtenção desta ferramenta para o controle atômico iniciou-se algumas décadas atrás. Desde a década de 30 estudos experimentais preliminares [1] apontavam na direção de utilizar-se radiação eletromagnética para exercer força sobre o átomo. Na década de 70 Cook [2] deduziu a expressão para a pressão de radiação sobre o sistema atômico. E a partir daí muitos esforços tem sido feitos no sentido de desenvolver técnicas para manipulação atômica usando pressão de radiação.

As primerias evidências foram obtidas pela desaceleração de feixes atômicos [3]. Várias técnicas foram desenvolvidas: i) O ajuste Zeeman, que compensa o efeito Doppler pela abertura dos níveis atômicos; ii) A varredura de freqüência, onde o efeito Doppler é compensado pela mudança da freqüência do laser desacelerador. Em geral, estas amostras atômicas provenientes de feixes desacelerados apresentam temperaturas da ordem de algumas dezenas de milikelvins e densidade ~ 10^8-10^9 átomos/cm^3. A grande desvantagem é que estas técnicas são capazes de produzir apenas fluxo de átomos muito lentos, não conseguindo

confiná-los tridimensionalmente. Várias tentativas foram feitas no sentido de tentar confinar estes átomos com campos magnéticos estáticos [3]; apesar do sucesso destas armadilhas, elas ainda não se mostram eficientes na obtenção de amostras densas o suficiente para estudos colisionais

Com o intuito de aprimorar as técnicas de confinamento, Pritchard e colaboradores [4] propuseram em 1986 a idéia fundamental para a armadilha magneto-óptica **(MOT)**. Esta conjuga campos magnéticos com campos de luz apropriadamente polarizados para criar um meio confinante e dissipativo para os átomos. No ano seguinte, E. Raab e colaboradores [5] realizaram-na experimentalmente. Embora este armadilha fosse muito robusta, necessitava ser carregada com átomos previamente desacelerados. Isto requeria um sistema de desaceleração antes da armadilha; o que complicava de modo considerável o sistema experimental. Numa armadilha desta foi observada a primeira manifestação de colisões ultrafrias [6]. Mas esta se popularizou após a demonstração de que é possível capturar átomos direto de um vapor, sem uma desaceleração prévia [7].

Os primeiros experimentos tratavam sobre processos de perda de átomos da armadilha [8]. Nestes processos, o par que colide ganha energia cinética suficiente para escapar da armadilha. Estes processos são basicamente: i) mudança de estrutura fina, onde um dos átomos inicia a colisão em $P_{3/2}$ e a finaliza em $P_{1/2}$. A diferença de energia ($17cm^{-1}$) é convertida em energia cinética; ii) Escape radiativo, onde o par emite um fóton para o vermelho (υ_2) da transição de resfriamento (υ_1) devido ao potencial atrativo ($1/R^3$), colocando toda diferença de energia do fóton inicial na forma de movimento.

Em ambos os casos a diferença transforma-se em energia cinética. Mais recentemente, para condições especiais de trabalho da armadilha, um novo mecanismo de perda de átomos foi comunicado [9], trata-se de processos que envolvem mudança de estrutura hiperfina do

estado fundamental que devido à pouca energia envolvida na colisão só tem importância em regimes de operação onde a armadilha é muito rasa.

Outro processo que passou a despertar interesse é o de Fotoionização Associativa após ter sido observado em experimentos preliminares [10] em armadilhas do tipo dipolar, realizadas com lasers focalizados. Neste processo temos que ao iniciar a colisão um dos átomos absorve um fóton indo para o estado excitado; em seguida o par sofre uma aceleração seguida de mais uma absorção. Neste ponto o par já se encontra no estado duplamente excitado e continua a colisão. À curta distância, este estado cruza com o estado da molécula ionizada e se autoioniza, produzindo Na_2^+. Este processo cria a possibilidade de se investigar pela primeira vez, passos intermediários no processo de colisão atômica e formação molecular, mesmo que esta seja ionizado.

A grande vantagem de se estudar este processo sobre os demais é a facilidade com que se pode detectar diretamente o produto da colisão, já que detectores são capazes de coletar e contar alguns íons por segundo. Em nosso trabalho concentrar-nos-emos no processo de Fotoionização Associativa em átomos de Sódio ultrafrios e investigaremos de forma pioneira vários de seus aspectos.

Apresentaremos no capítulo II uma revisão detalhada sobre o funcionamento da armadilha, os níveis do átomo de sódio e outras pecularíedades de nosso sistema que deverão ajudar no entendimento dos estudos realizados. Ainda neste capítulo faremos uma revisão dos processos colisionais estudados até o presente momento na literatura.

No capítulo III trataremos mais especificamente do tema de nossa pesquisa: Fotoionização Associativa. Descrevemos sucitamente os experimentos preliminares que observaram sua ocorrência na armadilha, apresentando um modelo semi-clássico [11] que considera emissão espontânea e o movimento dos átomos no potencial atrativo. Apesar deste

modelo não apresentar boa concordância em valores, permite um bom entendimento do processo do seu ponto de vista físico, sendo assim de bom teor qualitativo para nossos estudos.

No primeiro experimento medimos a constante de reação para a formação de íons em função da intensidade dos feixes de aprisionamento. Apresentamos também a comparação com duas teorias realizadas por renomados pesquisadores [Gallagher e Julienne].

O próximo trata-se de uma espectroscopia utilizando duas freqüências para investigar os pares colidindo. Neste experimento os átomos iniciam a colisão no estado fundamental. Após absorverem o primeiro fóton vão para o estado atrativo, que acelera um átomo contra o outro. Em algum ponto deste estágio de aceleração o par absorve um segundo fóton (de freqüência diferente) e vai para o estado duplamente excitado. A colisão prossegue neste estado até o par atingir pequenas regiões internucleares, onde fotoionização associativa pode ocorrer. A relevância deste resultado se encontra no fato deste ser a primeira observação direta da influência da emissão espontânea em colisões atômicas, o que só poderia ser observado com átomos frios cujo tempo de duração da colisão é superior ao tempo de vida dos estados excitados. Também neste experimento exploramos diferentes estados hiperfinos no processo de colisão.

O capítulo IV é completamente dedicado ao experimento inédito de blindagem óptica de colisões frias. Neste mostramos a possibilidade de acessar estados repulsivos utilizando campos de luz propriamente sintonizados; e desta forma reverter a aproximação atômica, prevenindo a ocorrência de colisões inelásticas. Também apresentamos um estudo do fator de supressão em função da intensidade do laser supressor e comparação com teorias feitas especialmente para os experimentos por nós realizados

Os processos de perdas de átomos foram estudados por nós e são apresentados no

capítulo V. Contudo, como não é o ponto central de nosso trabalho, discutiremos estes resultados de uma forma sucinta; mais detalhes podem ser encontrados nas referências enunciadas no capítulo. No capítulo VI apresentamos nossas conclusões, discutimos formas de aprimorar e dar continuidade ao trabalho apresentado aqui. Também apontamos as direções para os futuros experimentos de colisões ultrafrias que estão sendo cogitados pelo nosso grupo de pesquisa.

II. APRISIONAMENTO DE ÁTOMOS E COLISÕES

II.1 - INTRODUÇÃO HISTÓRICA

O fato de que luz é capaz de exercer força sobre o sistema atômico foi primeiramente observado em 1933 por Frisch [1]. Neste experimento foi observada a deflexão de um feixe atômico de sódio através da pressão de radiação feita por uma lâmpada. Na década de 70 a idéia de resfriamento foi introduzida independentemente por Hänsch e Schawlow [12] e Wineland e Dehmelt [13]. Ambos os grupos observaram a influência crucial do efeito Doppler na interação entre um átomo e um laser contrapropangante ao movimento atômico. A partir daí começam a surgir as primeiras idéias de utilizar pressão de radiação para confinamento e resfriamento de átomos.

Apesar disto, inicialmente alguns tipos de armadilhas foram tidas como instáveis ou irrealizáveis do ponto de vista experimental. Isto baseia-se no teorema ótico de Earnshaw, demonstrado por Ashkin e Gordon [14]. Se considerarmos a força de radiação como proporcional ao divergente do vetor de Poynting, temos que esta será nula para um feixe laser estático, já que não há acúmulo de energia em nenhum ponto.

Considerando o átomo como um sistema de dois níveis, temos que duas forças distintas podem atuar sobre o sistema atômico: a força espontânea, que esta associada à transferência de momentum dos fotons para o átomo, e a força de dipolo, causada pela interação do dipolo induzido com gradiente de campo [15 e 16]. A primeira força é proporcional à intensidade do feixe, o que equivale a ser proporcional ao vetor de Poynting. Devido à este fato as pesquisas nesta direção foram desencorajadas e apenas armadilhas baseadas na força de dipolo foram desenvolvidas entre 1984 e 1986.

Em 1986 Pritchard e colaboradores [4] propuseram uma armadilha capaz de confinar átomos neutros utilizando configurações espaciais estáticas de feixe laser com polarização conveniente em conjunção com campos magnéticos. O uso da estrutura interna do átomo (níveis e subníveis) permitiu contornar o teorema de Earnshaw. Em 1987, a primeira armadilha magneto-óptica (**MOT**) foi construída por Raab e colaboradores [5]. Esta mostrou-se aproximadamente dez vezes mais profunda que as obtidas até então.

Apesar desta armadilha ser a mais eficiente, ela ainda necessita ser carregada com átomos com baixa velocidade. Isto normalmente requer a operação de um sistema de desaceleração como etapa prévia ao aprisionamento. Isto, de certa forma, complica a implementação experimental. Até 1990 as armadilhas eram carregadas à partir de feixes desacelerados. Utilizando uma armadilha destas, M. Prentiss e colaboradores [6] observaram efeitos colisionais entre átomos aprisionados. Os autores, contudo, reportaram resultados intrigantes sobre estes processos que se opunham ao esperado. Inclusive esta foi uma das razões principais para nós realizamos um experimento semelhante em 1993, o qual está discutido no capítulo V. Apesar de controvércio, o experimento de Prentiss e colaboradores despertou o interesse para o estudo de colisões em átomos aprisionados.

Uma grande simplificação do aparato experimental foi proposto e realizado por C. Wieman e colaboradores [7] utilizando o aprisionamento de átomos a partir do vapor em célula fechada. Em sua proposta elimina-se o processo de desaceleração e captura-se os átomos lentos presentes na distribuição do vapor. Isto sem dúvida simplificou a obtenção de amostras frias e densas de átomos. Esta simplificação foi responsável pela popularização da armadilha magneto-óptica, que hoje é empregada em várias áreas de pesquisa.

Mais recentemente, W. Ketterle e colaboradores [17] demonstraram o funcionamento da armadilha escura (**DARK MOT**). Nesta, através de uma configuração espacial conveniente

de feixes laser, é possível bombear átomos para um estado que não interage com o laser em uma pequena região do espaço. Devido a isto, diminuem as colisões que envolvem os estados excitados diminuindo mecanismos de perdas por colisão, aumentando assim a densidade.

II.2 - PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO

Para entendermos o princípio básico de funcionamento do MOT consideraremos, por simplicidade, um modelo unidimensional para a armadilha. Seja um átomo hipotético de dois níveis, com estado fundamental de momentum angular igual à $S = 0$ ($m_s = 0$) e o estado excitado com $S = 1$ ($m_S = -1$, 0 ou 1). Tal átomo encontra-se imerso em um campo magnético que varia linearmente com a posição. Suporemos que trata-se de um campo fraco, de forma que possamos escrever a separação Zeeman como sendo linear com o campo, isto é $\Delta E = \mu m_s B$.

Acrescentamos dois feixes laser; um com polarização σ^- propagando-se na direção -z e o outro com polarização σ^+ propagando-se na direção +z, ambos sintonizados abaixo da freqüência natural de ressonância do átomo, ou seja $\Delta < 0$. Agora consideremos as seguintes situações: Para $z > 0$, o átomo absorve mais fotons do feixe com polarização σ^-, pois a freqüência deste está mais próxima da transição $S = 0$ ($m_s = 0$) $\Rightarrow$ $S = 1$ ($m_s = -1$) do que a freqüência do outro está da transição $S = 0$ ($m_s = 0$) $\Rightarrow$ $S = 1$ ($m_s = 1$). Para $z < 0$ ocorre o inverso, o átomo absorve mais fotons do feixe com polarização σ^+, pois a freqüência deste está mais próxima da transição $S = 0$ ($m_s = 0$) $\Rightarrow$ $S = 1$ ($m_s = 1$) do que a freqüência do outro está da transição $S = 0$ ($m_s = 0$) $\Rightarrow$ $S = 1$ ($m_s = -1$).

A situação, descrita acima, resulta em uma força restauradora que tenta manter o átomo na origem (z=0). Devido ao fato da freqüência dos feixes estarem abaixo da

ressonância surge uma força dissipativa que remove energia do átomo. A origem desta força dissipativa esta bem descrita na referência [2]. Desta forma temos um sistema que aprisiona e resfria átomos, o qual encontra-se representado na figura 1. Para 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. Esta configuração pode ser observada na figura 2.

Na presença deste campo magnético e campos de luz, a equação de movimento de um átomo é semelhante à um oscilador harmônico amortecido.

$$m\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -K\vec{r} - \alpha\frac{d\vec{r}}{dt} \qquad \textbf{(1)}$$

As constantes K (constante de mola) e α (constante dissipativa) dependem dos parâmetros atômicos e da propriedades da luz e do campo. A medidas destas constantes e comparação com teorias têm sido tópico de estudos de nosso grupo [40] e não cabe fazermos uma descrição detalhada aqui. Antes de começarmos qualquer experimento com átomos aprisionados, realizamos uma caracterização da armadilha. No caso de nossa armadilha a caracterização está completamente descrita por Milori e colaboradores [41]. A caracterização é importante para conhecermos as propriedades do sistema de tarabalho.

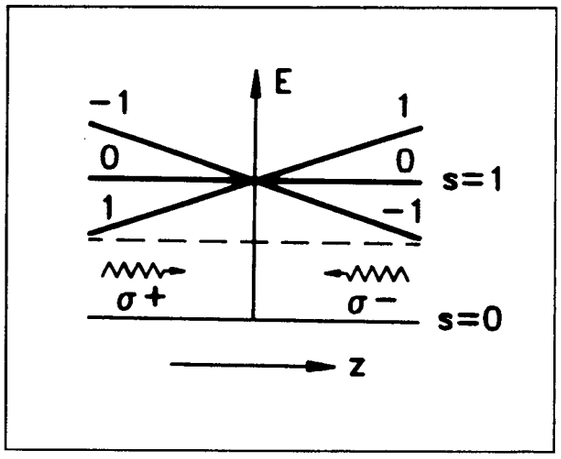


Fig. 1 - Esquema de operação de uma armadilha magneto-óptica

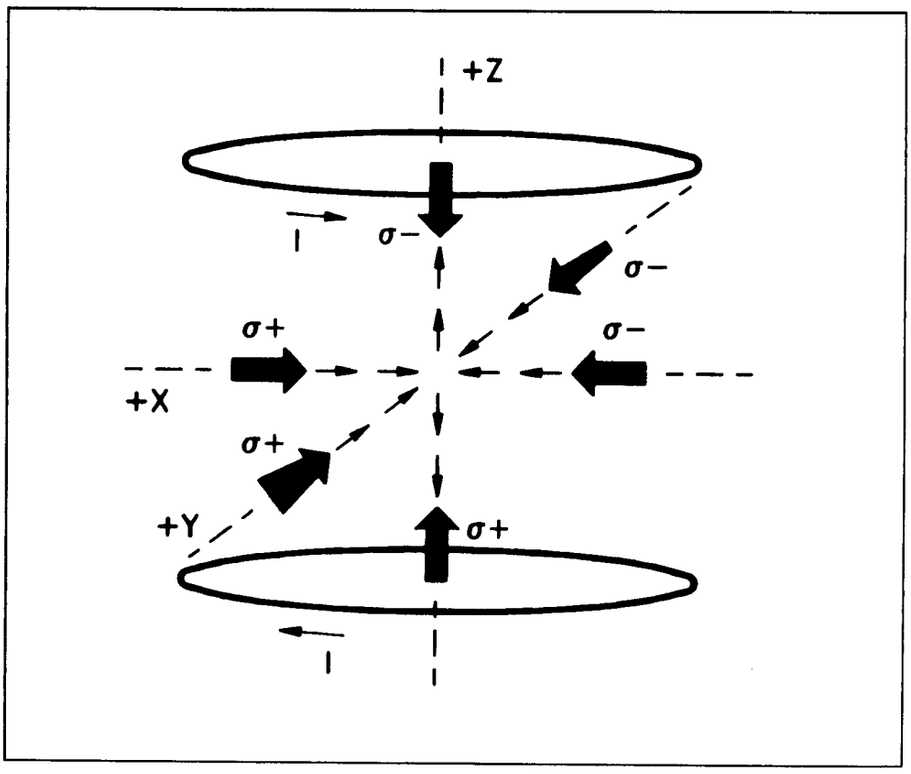


Fig. 2 - Esquema da armadilha magneto-óptica em três dimensões

II.3 - O ÁTOMO DE SÓDIO

Na seção anterior explicamos o funcionamento do MOT utilizando um átomo simplificado. Na realidade nosso átomo é muito mais complexo com várias estruturas como mostrado na figura 3, onde mostramos a estrutura fina e hiperfina. No caso do sódio estamos interessados nos níveis excitados $3P_{3/2}$ e $3P_{1/2}$. Para a transição de aprisionamento usaremos o estado $3P_{3/2}$. A estrutura hiperfina deste estado causa alguns inconvinientes, se tentarmos aprisionar com um laser na transição $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ não obteremos sucesso. Após alguns ciclos de absorção-emissão os átomos serão bombeados oticamente para o estado fundamental $3S_{1/2}(F=1)$ através de transição fora de ressonância pelo nível $3P_{3/2}$ (F=2). Uma vez neste estado o átomo deixa o processo de aprisionamento, pois este não é ressonante com este laser.

Para recolocar o átomo no processo de aprisionamento é preciso acrescentar um laser sintonizado na transição $3S_{1/2}(F=1) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$. Assim, caso o átomo termine no estado F=1 este segundo laser o fará retornar ao estado F=2. Contudo, apesar de fazer a armadilha funcionar, isto cria um novo inconviniente. Agora passamos a ter população em ambos estados fundamentais, o que demanda cuidado na hora de interpretar os resultados de nossos estudos colisionais. No capítulo III abordaremos isto em mais detalhes, calcularemos as populações e inclusive mostraremos um método experimental, desenvolvido por nós, para determinação das respectivas populações.

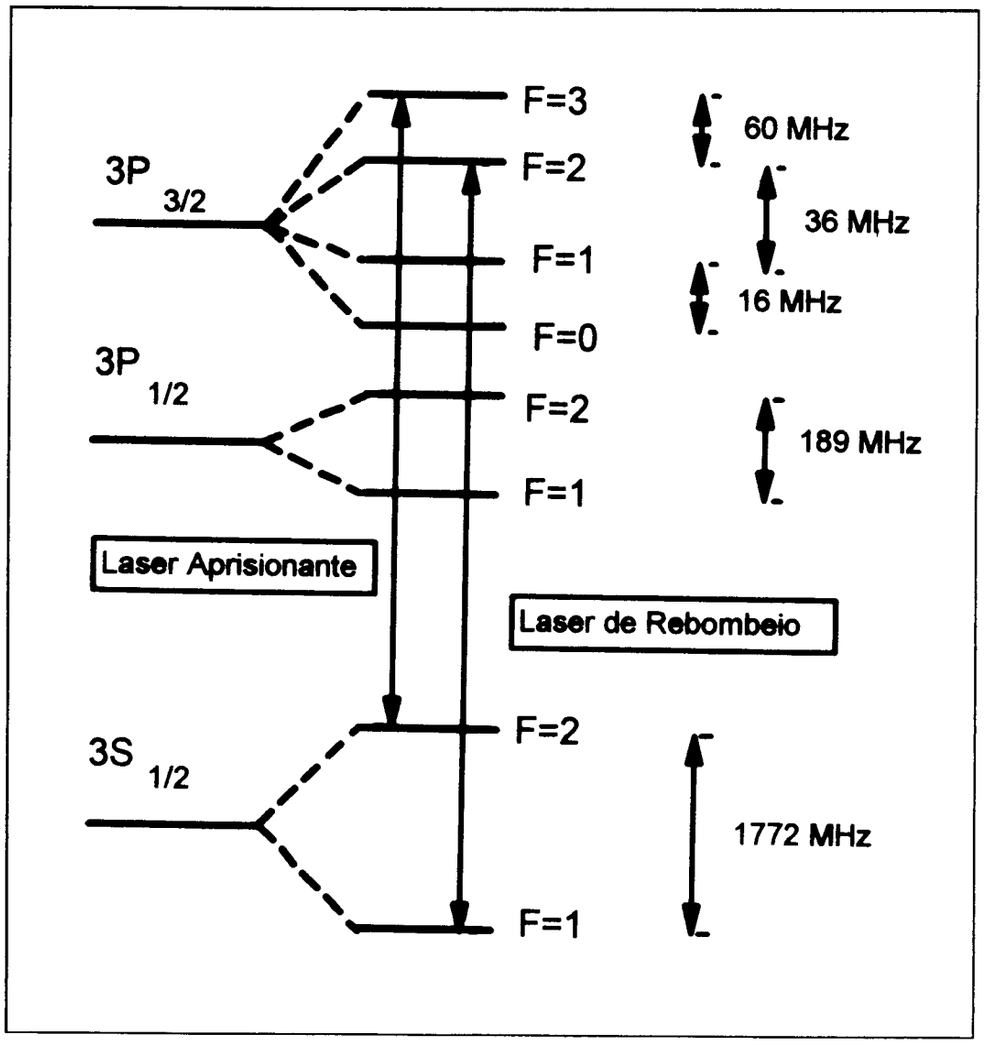


Fig.3 - Diagrama dos níveis do átomo de sódio. Neste diagrama a separação entre os níveis não se encontra em escala

II.4 - COLISÕES ULTRAFRIAS: UMA VISÃO GERAL

Desde o início do desenvolvimento das armadilhas, as colisões foram reconhecidas como efeitos importantes a baixas temperaturas [6] e que poderiam revelar novos conhecimentos. Estas distinguem-se das à alta temperatura em diversos pontos. Primeiro, as baixas energias do sistema implicam que as colisões são estritamente quânticas, envolvendo apenas algumas ondas parciais. Segundo, as colisões passam a ser extremamente sensíveis à interações de longo alcance, pois as baixas energias tornam o sistemas sensíveis mesmo a fracas interações. Terceiro, um longo tempo de colisão significam que os processos de emissão e absorção podem afetar a dinâmica da colisão. A possibilidade de emissão espontânea durante a colisão requer novas estratégias, quanto do ponto de vista teórico como experimental, afinal o sistema não é mais conservativo.

Até o momento, uma grande variedade de experimentos tem sido feitos para investigar colisões entre átomos frios. Estas colisões classificam-se conforme os estados dos átomos envolvidos. Através dos potenciais da figura 4, podemos reconhecer três tipos distintos.

O primeiro tipo, onde ambos átomos estão no estado fundamental, apresenta a maior semelhança com colisões a altas temperaturas. Neste caso, a colisão é convencional no sentido de que o movimento atômico é governado por forças conservativas. Dependendo da temperatura apenas algumas ondas parciais dominam a colisão, e esta é extremamente sensível aos detalhes do potencial. Devido a esta sensibilidade, por exemplo, talvez seja possível afetar a colisão com fracos campos magnético ou elétrico. Mesmo com este tipo de colisão, podemos observar manifestações elásticas e inelásticas e suas importâncias devem se manifestar em outras áreas de estudo; como em metrologia e na obtenção de condensados bosônicos [18 e 19].

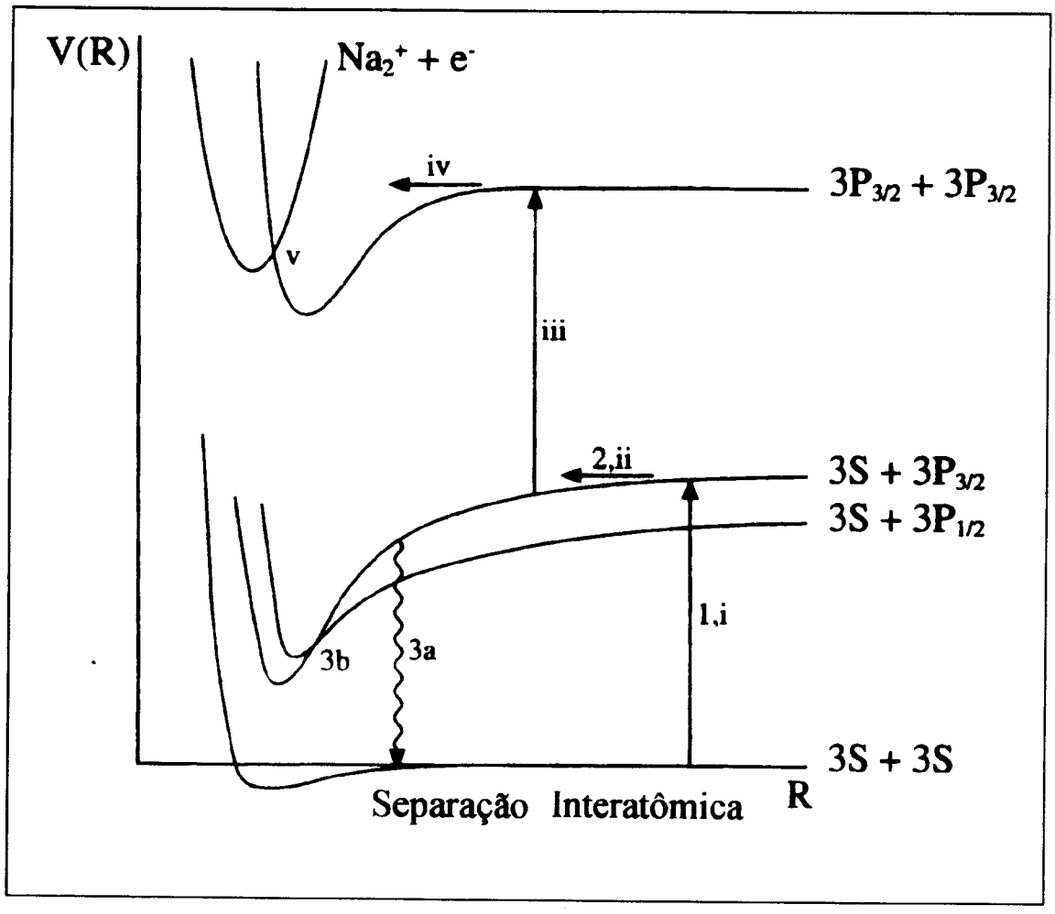


Fig. 4 - Processos colisionais básicos para átomos de sódio ultrafrios. Colisões no estado fundamental ocorrem na curva 3S+3S. Colisões de estado excitado simples envolve excitação por luz (1) à uma grande separação internuclear R, seguida de aceleração (2) com possível decaimento espontâneo, e transferência de energia via radiação (3a) ou mudança de estrutura fina (3b) a pequenos R. Colisões de estados duplamente excitados envolve a excitação (i) por luz à grande R, aceleração (ii) com possível decaimento espontâneo no estado excitado simple, excitação (iii) para o estado duplamente excitado à uma distância intermediária R e possível decaimento espontâneo (iv) ou movimento para pequenos R onde ionização associativa (v) pode ocorrer, no caso de sódio

O entendimento de processos colisionais envolvendo átomos no estado fundamental será de fundamental importância em uma série de aplicações envolvendo átomos frios. Processos como mudança de estrutura hiperfina devem-se mostrar interessantes.

O segundo tipo de colisão refere-se as que envolvem apenas um estado excitado, ou seja um dos átomos encontra-se no estado excitado enquanto o outro está no estado fundamental. Estas colisões são de grande interesse pois apresentam várias das características apresentadas anteriormente. Este potencial surge da interação de dipolo-dipolo entre os átomos, a qual é de longo alcance (R^{-3}, onde R é a distância internuclear). Colisões neste potencial serão fortemente influenciadas por emissão espontânea, visto que o tempo de colisão é em geral maior que o tempo de vida do estado excitado. Caso não houvesse este potencial para acelerar os átomos, o sistema certamente não sobreviveria até menores distâncias, onde efeitos inelásticos ocorrem.

Estes potenciais são em alguns casos consideráveis, podendo fornecer energias de até a ordem de 1K ou maiores. Isto, consequentemente, faz com que os átomos atinjam pequenas separações internucleares sem decair. Nestas curtas distâncias podem ocorrer mudança de estado molecular ou a emissão de um fóton para o vermelho da transição atômica, ambos processos transferem energia do fóton para energia cinética, podendo resultar na ejeção do par atômico da armadilha.

Experimentos nesta área, até o momento, têm-se concentrados na importância da emissão espontânea e na natureza do processos que ocasionam perdas [20-25]. Mas também é possível utilizar estas colisões para espectroscopia de estados moleculares [26 e 27].

O terceiro tipo de colisões é aquele que envolve estados duplamente excitados, que se caracterizam por apresentarem ambos os átomos no estado excitado. Como as demais colisões, elas também são sensíveis aos potenciais de longo alcance, interações com campos

externos e emissão espontânea. Como duas excitações estão envolvidas, as taxas são pequenas. Contudo a detecção dos estados finais (íons) é extremamente eficiente. É compreensível que a dinâmica deste tipo de colisão seja mais complexa de que o segundo tipo, visto que envolve a absorção de dois fotons. Além disso, o movimento pode ocorrer no potencial R^{-3} e no duplamente excitado. Mas devido ao fato do duplamente excitado ser fraco (dependência com R é R^{-5}) os átomos não sofrem aceleração suficiente para atingir curtas distâncias sem decair. Desta forma, para os átomos conseguirem atingir curtas distâncias internucleares no estado duplamente excitado, é necessário que no estado simples ocorra uma aceleração considerável; seguida é lógico da absorção de um fóton para o estado duplamente excitado. Até o momento, os experimentos realizados visam entender o processo [28 e 29] e realizar espectroscopia molecular. Uma boa revisão de processos colisionais envolvendo átomos frios pode ser encontrada no artigo de revisão de T. Walker e P. Feng [42]

III. FOTOIONIZAÇÃO ASSOCIATIVA EM ÁTOMOS DE SÓDIO

III.1 - INTRODUÇÃO

Fotoionização Associativa (**PAI**) foi o primeiro processo colisional envolvendo estados excitados a ser estudado em amostras de átomos frios [10]. Este fato deve-se basicamente à vantagem oferecida na detecção de partículas carregadas, a qual apresenta uma eficiência próxima da unidade. Além disto, a **PAI** era um processo que já vinha sendo estudado em feixes e sua extensão para átomos neutros não seria difícil. A seguir descreveremos de forma sucinta o primeiro experimento onde foi observada a formação de íons.

Este primeiro experimento foi fruto da colaboração entre o grupo do Prof. John Weiner (Universidade de Maryland) e o grupo do Prof. W. Phillips (NIST) [10]. Neste experimento um feixe atômico de sódio foi desacelerado através da técnica de ajuste Zeeman. Ao final do solenóide de desaceleração uma porção dos átomos lentos produzidos migravam para uma região onde seis feixes ortogonais se interceptavam; formando um "melaço óptico" (**optical molasses**) [30]. Este meio fotônico viscoso resfriava os átomos o suficiente para serem capturados por uma armadilha do tipo dipolo. A temperatura da amostra no "melaço" é da ordem ou superior a 20 μK, o que criava a possibilidade de realiazação de experimentos interessantes. Contudo, sua densidade encontra-se abaixo de 10^7 átomos cm^{-3}; isto faz com que a taxa colisional seja muito baixa, inviabilizando os experimentos. Aprisionando os átomos na armadilha de dipolo, a densidade sobe para 10^{10} átomos cm^{-3}, tornando experimentos colisionais possíveis.

A armadilha encontra-se imersa no "melaço" e consiste em dois feixes contrapropagantes, com polarização circular, focados numa largura de ~ 100 μm e com 40

mW em cada feixe. Os processos de desaceleração e aprisionamento são alternados no tempo para criar uma seqüência que possibilite o aprisionamento e observações desejadas. Íons formados por **PAI** são capturados por um detector, do tipo channeltron próximo à região de confinamento. O diagrama esquemático deste histórico experimento encontra-se na figura 5.

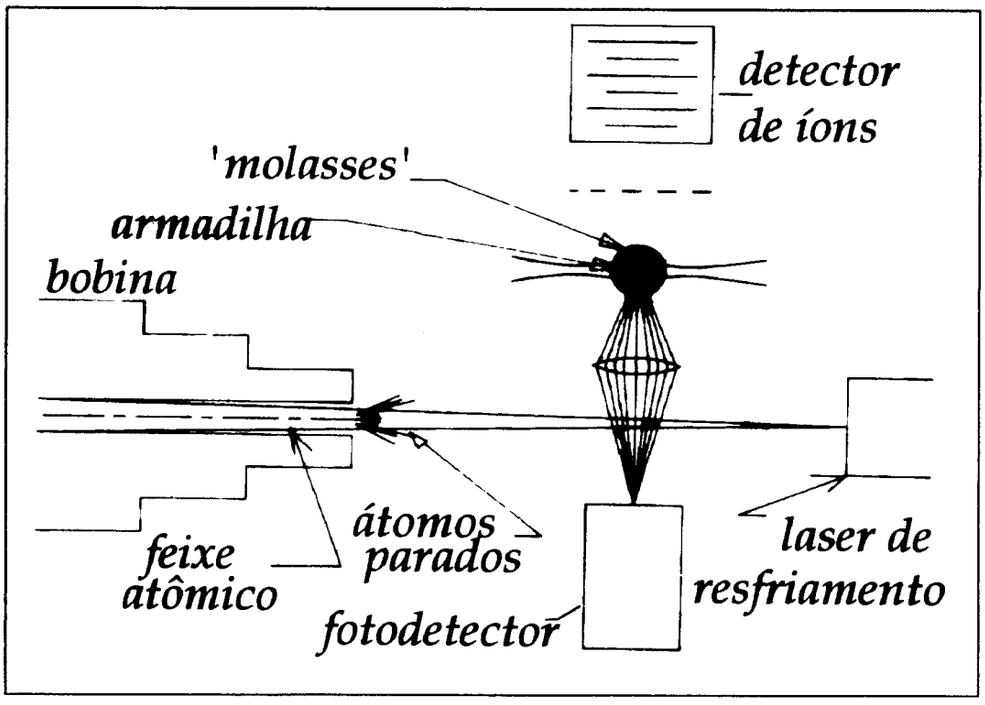


Fig. 5 - Diagrama da montagem experimental do primeiro experimento sobre Fotoionização Associativa em átomos de sódio aprisionados. O feixe de sódio é desacelerado, resfriado na região do "melaço óptico" e aprisionado na armadilha de dipolo (ref. 10)

Para medir a constante de taxa para Fotoionização Associativa K_{PAI} definida como:

$$\frac{1}{V}\frac{d[Na_2{}^+]}{dt} = K_{PAI}[Na]^2 \qquad \textbf{(2)}$$

é necessário determinar valores absolutos da taxa de produção de íons, a densidade no estado excitado ([Na]) e o volume da amostra (V). Estas quantidades são medidas como a diferença entre as condições com e sem armadilha, para eliminar alguma contribuição do gás de fundo. Na figura 6 está mostrado o sinal de íons na ausência e presença da armadilha; os íons são

formados basicamente na presença da armadilha. As condições experimentais são as mesmas com e sem armadilha. A densidade é determinada através da medida do número de átomos via fluorescência; e da medida do volume por um sistema de imagem. O valor obtido para K_{PAI} foi de $1.5\,^{+1.3}_{-0.5} \times 10^{-11}$ cm^3/s, o que não é muito diferente dos valores obtidos para temperatura de vapores alcalinos. Mas a secção de choque correspondente $\sigma = 8.6 \times 10^{-14}$ cm^2 é aproximadamente 3 ordens de grandeza maior. Este aumento de σ está associado com as características colisionais de uma amostra de átomos frios.

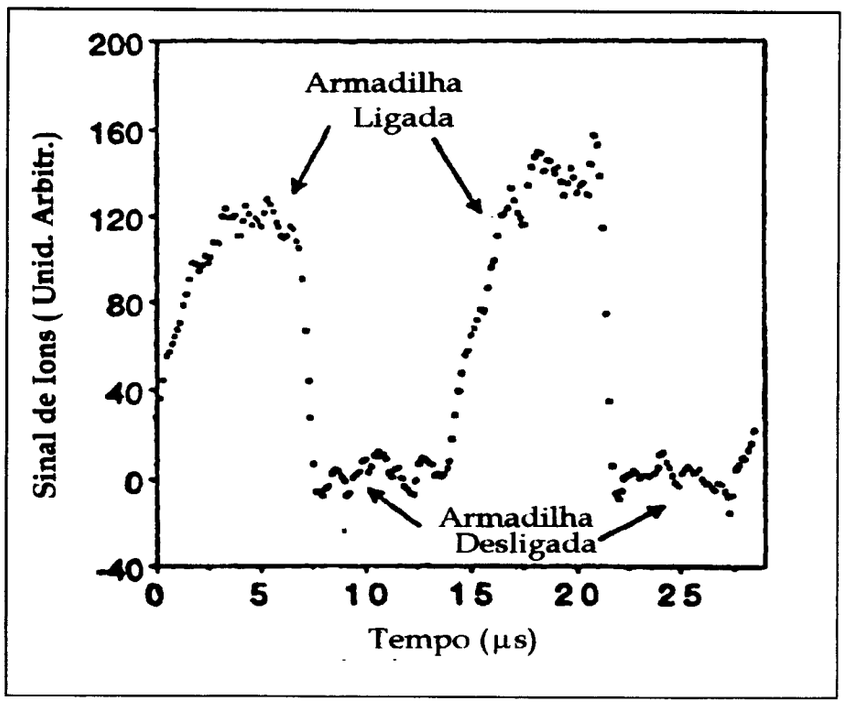


Fig. 6 - Modulação do sinal de fotoionização associativa. O processo colisional ocorre basicamente na presença da armadilha, quando a densidade atinge valores elevados (ref. 10)

III.2 - MODELO PARA FOTOIONIZAÇÃO ASSOCIATIVA EM QUATRO ETAPAS

Neste capítulo apresentaremos um modelo semi-clássico para o processo de fotoionização associativa em colisões ultrafrias em sódio [11]. O processo que desejamos calcular pode ser descrito qualitativamente na figura 7. Inicialmente os átomos do par colidindo encontram-se no estado $3S_{1/2}$. Ainda quando distantes, o par absorve um fóton de freqüência ω_1, excitando um dos átomos, dando origem ao estado molecular atrativo $-C/R^3$ ($Na(3S_{1/2}) + Na(3P_{3/2})$). Neste estado os átomos, originalmente à baixíssimas velocidades, são acelerados um contra o outro, aumentando assim sua energia cinética. No período de aceleração pode ocorrer a absorção de um segundo fóton de frequência ω_2 e o par vai para o estado duplamente excitado ($Na(3P_{3/2}) + Na(3P_{3/2})$). Apesar de estarem num estado quase plano, a energia adquirida é suficiente para aproximar mais os núcleos, levando até a auto-ionização.

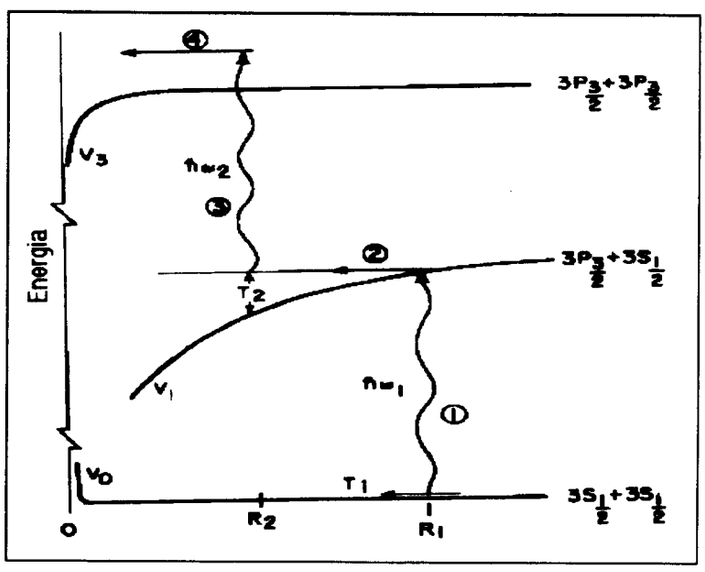


Fig. 7 - Diagrama dos potenciais envolvidos na colisão entre dois átomos de sódio. Estão representados a absorção do primeiro fóton, a aceleração, a absorção do segundo fóton, a continuação da colisão e a autoionização

Para calcular K_{PAI} supomos baixas intensidades, tal que as transições não estejam saturadas e que a ionização associativa seja proporcional a I_1 x I_2 (produto das intensidades contidas em ω_1 e ω_2). Supomos uma posição nuclear bem-definida e o movimento clássico do núcleo.

O primeiro passo é excitar o par Na + Na (estado 0) quando os átomos estiverem a uma separação inicial entre R_i e $R_i + dR_i$ para um potencial atrativo Na*-Na (estado 1) por radiação de frequência ω_1. Isto ocorre a uma taxa por unidade de volume que definimos como $B(R_i, \omega_1)_{01}\, d\, R_i$. Sendo **n** a densidade atômica (suposta uniforme), a densidade de pares de átomos a uma separação $R_i \rightarrow R_i + dR_i$ é $\mathbf{n^2 4\pi R_i^2 d R_i / 2}$. A título de recordação, lembremos que a taxa de excitação para um átomo de dois níveis estacionário com uma freqüência de transição ω_o por uma radiação de frequência ω_1 e intensidade I_1 é dada por:

$$\frac{I_1}{\hbar\omega_1}\frac{\lambda^2}{2\pi}\frac{1}{1+4(\omega_1-\omega_o)^2/\gamma_a^2} \qquad \textbf{(3)}$$

onde γ_a é a taxa de emissão espontânea atômica e λ é o comprimento de onda da radiação. Considerando um par atômico "estacionário" à uma distância internuclear R_i, temos que sua taxa de absorção será análoga à equação (3), com a substituição de ω_o por ω'_o, dado por:

$$\omega_o' = \omega_o + (V^*(R_i) - V(R_i))/\hbar \qquad \textbf{(4)}$$

onde $V^*(R_i) = -C/R_i^3$ é o potencial de interação entre Na(3S) e Na(3P), e $V(R_i)$ é o potencial entre Na(3S) e Na(3S), que para grandes valores de R_i, que é a região onde temos interesse, $V(R_i) \sim 0$. Temos que $B(R_i, \omega_1)_{01}\, d\, R_i$ é dada por:

$$B(R_i,\omega_1)_{01}dR_1=\frac{n^2}{2}4\pi R_i^2 dR_i\left(\frac{I_1}{\hbar\omega_1}\right)\left(\frac{\lambda_1^2}{2\pi}\right)\frac{g*/g}{1+\frac{4}{\gamma^2}(\omega_1-\omega_o-V'(R_i))^2} \qquad (5)$$

onde $V'(R_i) = -C/\hbar R_i^3$, g e g* são os pesos estatísticos do potencial Na-Na e do atrativo Na*-Na respectivamente. Para a linha D_2 g*/g = 1.

O par de Na*-Na excitado a R_1 poderá orbitar a uma pequena separação (R_2). A probabilidade $P(R_1, R_2,\omega_2)_{12}$ d R_2 de excitar este par Na*-Na para Na*-Na* quando ele viaja pela região $R_2 \rightarrow R_2 + dR_2$ é igual à $B(R_1, R_2,\omega_2)_{12}dt$, onde dt = d $R_2/v(R_1, R_2)$ é o tempo de percurso na região ressonante e $v(R_1, R_2)$ é a velocidade radial interatômica. Considerando (3) para a segunda excitação, temos:

$$P(R_i,R_2,\omega_2)_{12}dR_2=\frac{I_2}{\hbar\omega_2}\frac{\lambda_2^2}{2\pi}\frac{g**/g*}{1+(\omega_2-\omega_o+V'(R_2))^2/\gamma^2}\frac{dR_2}{v(R_2,R_i)} \qquad (6)$$

A largura de linha é agora 2γ pois o estado superior e inferior da transição decaem a uma taxa γ. Devido a estes fatos usaremos $g^{**}/g^* \approx 2$, pois no duplamente excitado a taxa de decaimento é duas vezes maior. Neste cálculo não consideraremos os estados vibracionais e rotacionais da quase molécula Na_2 formada deste estado atrativo de longo alcance.

O movimento clássico do par Na*-Na de R_1 até R_2 ocorre em um tempo t* (R_1, R_2) e a probabilidade de atingir R_2, neste estado, está sujeita um decaimento exponencial que é exp($-\gamma t^*$ (R_1, R_2)), que é denominado de fator de sobrevivência do par. Mas caso o par Na*-Na não absorva no primeiro meio-ciclo, poderá vibrar no potencial V*(R). E vibrará sucessivas vezes $R_1 \rightarrow 0 \rightarrow R_1$ até decair radiativamente ou sofrer uma eventual mudança de estado eletrônico. Na figura 8 mostramos o movimento clássico vibracional no potencial atrativo e o fator de sobrevivência exp($-\gamma$ t* (R_1, R_2)) para o primeiro meio-ciclo apenas. Nesta figura $R_{\Delta J}$ é a região onde pode ocorrer a mudança de estrutura fina e R_{AI} é a região onde pode ocorrer a autoionização.

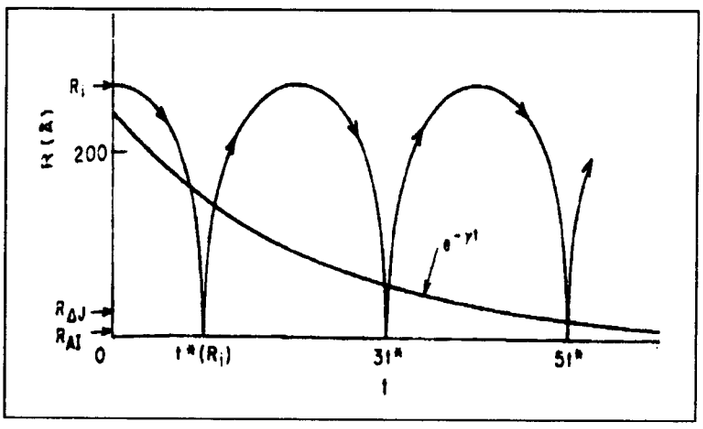


Fig. 8 - Movimento vibracional clássico e probabilidade de sobrevivência ao decaimento radiativo de um par Na*-Na inicialmente estacionário e excitado a $R = R_i = 270$ Å (ref. 11). $R_{\Delta J}$ é a região onde pode ocorrer a mudança de estrutura fina e R_{AI} é a região onde pode ocorrer a autoionização.

Se a probabilidade de atravessar esta pequena região sem que ocorra a mudança de estado é chamada de n_j, temos que a probabilidade de que cada vez que o átomo vibre neste potencial passando através da pequena região onde há probabilidade de absorção do segundo fóton é dada por $n_j e^{-2\gamma t^*(R_i)}$, onde $2t^*(R_i)$ é o tempo da órbita no potencial. Como em cada vibração há a possibilidade para a transição, o fator total de sobrevivência do par tem de ser substiuído pela soma sobre todas vibrações. Assim devido as vibrações do par Na*-Na, o fator de sobrevivência passa a ser dado por:

$$e^{-\gamma t^*(R_i,R_2)} \sum_{n=0}^{n=\infty} (n_j e^{-2\gamma t^*(R_i)})^n = e^{-\gamma t^*(R_i,R_2)} \frac{1}{1-n_j e^{-2\gamma t^*(R_i)}} \qquad (7)$$

Uma vez que o sistema encontra-se no estado duplamente excitado um dos seguintes processos pode ocorre entre dois átomos excitados: $Na^* + Na^* \rightarrow Na_2^+ + e^-$ ou $Na^* + Na^* \rightarrow$

Na** + Na (transferência de energia) para uma distância internuclear menor que 10 °A (R_c). A probabilidade de um par atingir esta pequena distância (passo 4) como Na*-Na* é dada por $e^{-\gamma t^{**}}$, onde t** é o tempo de órbita clássica de R_2 à R_c. Para R_2 > 100 Å, que é a região mais importante para nós, t** é essencialmente independente de R_c para qualquer R_c < 10 Å. Para simplificar usaremos R_c = 0. A interação Na*- Na* $V_2(R)$ é muito fraca para R > 50 Å comparada com a interação atrativa Na*-Na $V_1(R)$. Assim a velocidade ganha no passo 2 (caindo de $R_1 \rightarrow R_2$ em $V_1(R)$) incurta consideravelmente t** comparado com o movimento de dois átomos de Na* com velocidades térmicas apenas. Este tempo muito menor t**(R_i, R_2) no fator exponencial de sobrevivência é a razão porque o processo de quatro passos é dominante à baixa temperatura.

Agora coletamos os quatro fatores, representando a taxa do passo 1 e as probabilidades dos passos 2, 3 e 4. Integrando sobre R_i e $R_2 < R_i$, temos que a taxa total por unidade de volume na qual pares de Na*-Na* alcançam R ≈ 0 por este processo de quatro passos é:

$$R_4(\omega_1,\omega_2)=\int_0^{\infty}dR_i\int_0^{R_i}dR_2\,(B(R_i,\omega_1)_{01})\left[\frac{e^{-\gamma t^*(R_2,R_i)}}{1-n_J e^{-2\gamma t^*(R_i)}}\right](P(R_2,R_i,\omega_2)_{12})\,(e^{-\gamma t^{**}(R_i,R_2)}) \quad \textbf{(8)}$$

Basicamente o número de pares formados por unidade de tempo e de volume é o produto das probabilidades de cada um dos quatro passos integrado sobre todos os possíveis pontos de começo de R_i. Se removermos o quarto termo temos então o chamado termo da redistribuição radiativa. Chamando P_{PAI} a probabilidade de ionização associativa de um par Na*-Na* que atinge a região interna, temos que o número de íons formados por unidade de tempo e de volume é $R_{PAI}=R_4\ P_{PAI}$.

Para calcularmos $v(R_2, R_i)$, $t^{**}(R_2, R_i)$ e $t^*(R_2, R_i)$, consideraremos que o par de Na, que é excitado à R_i , não possue velocidade inicial. Esta é uma boa aproximação para T < 10mK porque o fator $e^{-\gamma(t^* + t^{**})}$ da equação (8) limita a região efetiva de R_i para menor ou

equivalente a 400°A, onde $V^*(R) \gg K_BT$. Ou seja, a energia cinética inicial é muito menor que a energia de interação. Além disto a existência de alguma velocidade inicial pode aumentar, ou diminuir $t^* + t^{**}$; e o resultado final é muito pequeno.

Com essas considerações o movimento é completamente radial, e é possível obter uma equação para o movimento. Por conservação de energia podemos escrever a velocidade relativa do par no potencial Na*-Na como:

$$\mu \frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{C}{R^3} - \frac{C}{R_i^3} \quad para\ Na^*\text{-}Na \tag{9}$$

A velocidade do par no potencial Na*-Na* é constante, e igual à em R_2. Pela equação (9) podemos determiná-la fazendo $R=R_2$.

Ao invés de lidarmos com distâncias é conveniente trabalharmos com freqüências. Assim, definimos:

$$\Delta(R) = [V^*(\infty) - V^*(R)]/\hbar\gamma = \frac{C}{\hbar\gamma R^3} \tag{10}$$

e reescrevemos R_1 e R_2 nas equações em termos das quantidades positivas $\Delta_1 = \Delta(R_1)$ e $\Delta = \Delta(R_2)$ onde $\hbar\gamma$ é uma unidade natural para energia. Há também duas unidades naturais de distância R no problema:

$$R_N = \left(\frac{C}{\hbar\gamma}\right)^{1/3}$$
$$R_\tau = \left(\frac{2C}{\mu\gamma^2}\right)^{1/5} \tag{11}$$

onde R_N é a distância tal que $V(R_N) = \hbar\gamma$ ou $\Delta(R_N) = 1$. A outra é R_τ, tal que $\gamma\tau^*(0, R_1) = 1$. Ou seja, o tempo para ir de R_τ à 0 é igual ao tempo de vida do estado excitado.

Utilizando a equação (10) podemos reescrever a velocidade (eq. 9) para o potencial Na*-Na como:

$$\dot{R}=\left(\frac{2\hbar\gamma}{\mu}\right)^{1/2}(\Delta(R)-\Delta_i)^{1/2} \tag{12}$$

Usando a equação (12) podemos determinar a velocidade do par no potencial Na*-Na* em R_2. Com isso, podemos calcular o tempo necessário para o percurso $R_2 \rightarrow R=0$, o qual é dado por:

$$\gamma t^{**}=\gamma\frac{R_2}{\dot{R}(R_2)}$$
$$\gamma t^{**}=\left(\frac{R_N}{R_\tau}\right)^{5/2}\Delta^{-1/3}(\Delta-\Delta_i)^{-1/2} \tag{13}$$

Agora desejamos calcular o tempo para ir de R_1 para R_2. Podemos reescrever a equação (12) como:

$$\frac{dR}{dt}=\left(\frac{2\hbar\gamma}{\mu}\right)^{1/2}(\Delta'-\Delta_i)^{1/2} \tag{14}$$

trocando dR por $d\Delta'$ através da equação (10), podemos obter da equação (14) uma equação que relaciona dt e $d\Delta'$. Integrando-a entre os limites $\Delta_1 = \Delta(R_1)$ e $\Delta = \Delta(R_2)$, temos os tempo do movimento entre R_1 e R_2:

$$\gamma t^{*}=\frac{1}{\sqrt{\frac{2\hbar\gamma}{\mu}}}\frac{1}{3}\gamma\left(\frac{C}{\hbar\gamma}\right)^{1/3}\int_{\Delta_i}^{\Delta}\frac{d\Delta'}{\Delta'^{4/3}(\Delta'-\Delta_i)^{1/2}} \tag{15}$$

Para economizar tempo de computação podemos aproximar a equação (15) por:

$$\gamma t^{*}\cong\frac{1}{3}\left(\frac{R_\tau}{R_N}\right)^{5/2}\left(1-\frac{\Delta_i}{\Delta}\right)^{1/2}\frac{1}{\Delta_i^{5/6}} \tag{16}$$

o autor da referência [11] confirmou que esta aproximação causa pouca influência no resultado final.

Definindo $R_{PAI} = n^2 K_{PAI} / 2$, temos:

$$K_{PAI}=P_{PAI}I_1I_2\left[\frac{\lambda^2}{\gamma\hbar\omega_o}\right]^2\frac{4\pi}{9}\frac{C}{\hbar}\left[\frac{R_N}{R_\tau}\right]^{5/2}L(\Delta_1,\Delta_2) \qquad \textbf{(17)}$$

onde $L(\Delta_1, \Delta_2)$ é dado por:

$$L(\Delta_1,\Delta_2)=\int_0^\infty d\Delta_i\int_{\Delta_i}^\infty d\Delta\,\frac{(1-n_ju)^{-1}e^{-\gamma t^*(\Delta,\Delta_i)}e^{-\gamma t^{**}(\Delta,\Delta_i)}}{\Delta_i^2\Delta^{4/3}(\Delta-\Delta_i)^{1/2}[1+4(\Delta_1-\Delta_i)^2][1+(\Delta_2+\Delta)^2]} \qquad \textbf{(18)}$$

e representa basicamente a forma de linha para a formação de ions em função das freqüências (Δ_1 e Δ_2) dos dois fotons envolvidos no processo. Em $L(\Delta_1, \Delta_2)$ temos que:

$$\begin{gathered}\gamma t^*(\Delta,\Delta_i)=\frac{2}{3}(R_N/R_\tau)^{5/2}\Delta_i^{-5/6}(1-\Delta_i/\Delta)^{1/2}\\ \gamma t^{**}(\Delta,\Delta_i)=(R_N/R_\tau)^{5/2}\Delta_i^{-5/6}(1-\Delta_i/\Delta)^{-1/2}\\ u=e^{-2\gamma t^*(\infty,\Delta_i)}\\ \Delta_1=(\omega_o-\omega_1)/\gamma,\quad \Delta_2=(\omega_o-\omega_2)/\gamma\end{gathered} \qquad \textbf{(19)}$$

Para o Sódio, C = 8.4 a.u. , $\gamma = 1.25\ 10^8$ Hz, μ = 11.5 a.u, R_N = 750 °A, R_τ = 320 °A e P_{AI} = 0.003. A quantidade $\gamma\hbar\omega_o / \lambda^2$ é a intensidade de saturação para um átomo de dois níveis. Com isto:

$$K_{PAI}=P_{PAI}\frac{I_1I_2}{I_s^2}6.3x10^{-7}L(\Delta_1,\Delta_2)\,cm^3s^{-1} \qquad \textbf{(20)}$$

Esta constante de formação relaciona-se com o volume da amostra, a densidade atômica de sódio e o número de íons através da equação (2). Este modelo também é conhecido como modelo do Equilíbrio Local.

III.3 - DEPENDÊNCIA DE K_{PAI} COM INTENSIDADE

Nesta parte descrevemos o primeiro experimento realizado: a dependência da constante de formação de íons com a intensidade dos lasers de aprisionamento. Em seguida comparamos os resultados obtidos com a teoria semi-clássica apresentada anteriormente.

III.3.1 - MONTAGEM E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

A armadilha é constituída por uma câmara de aço inox selada (fig. 9 e 10), a qual contém vapor de Sódio a temperatura de 80° C. A armadilha é carregada a partir dos átomos lentos da distribuição de velocidades contidos no vapor.

O sistema é bombeado por um conjunto de bombas em série: mecânica, difusora, turbomolecular e iônica. Tal conjunto é capaz de atingir uma pressão da ordem de 10^{-9} Torr. Tal pressão é alcançada após a desgazificação do sistema, a qual consiste em elevar a temperatura do mesmo à 250° C durante um período de 20-30 dias. Após esta fase a temperatura retorna a 80° C. No interior da armadilha montamos um detector de íons (**channeltron**).

Os íons formados no interior da armadilha são acelerados pela diferença de potencial entre a tela e o restante da câmara. Após o íon passar pela tela e atingir a superfície do detector temos um pulso na saída do detector, o qual é introduzido em um pré-amplificador rápido. Em seguida o sinal passa por um discriminador e um contador. Com este sistema podemos contar uma fração dos íons formados na armadilha. Para obter o número total de íons formados consideramos o fator de transparência da tela.

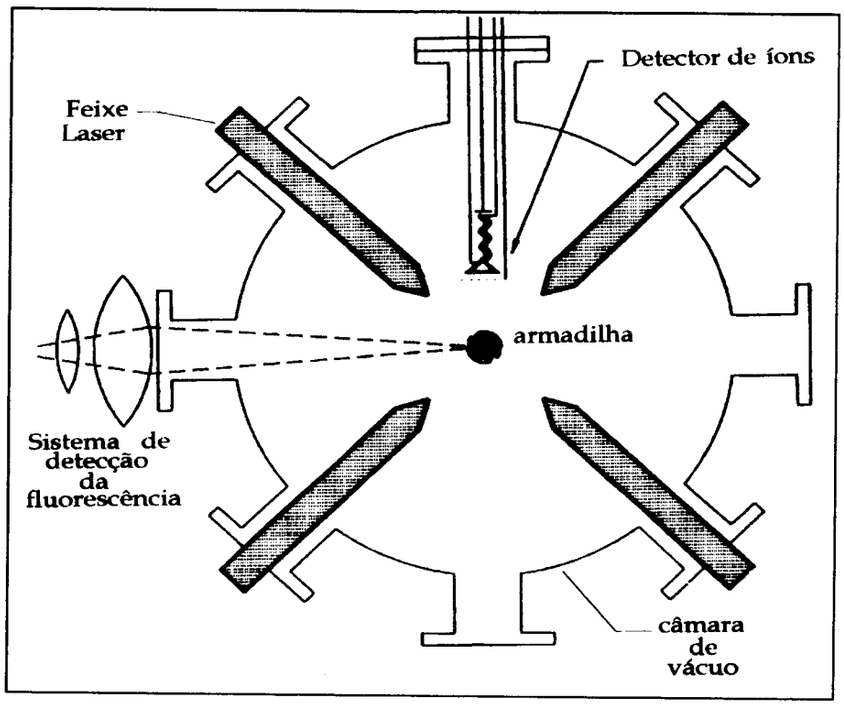


Fig. 9 - Diagrama esquemático da armadilha. Podemos observar o detector de íons e o sistema para coleta de fluorescência

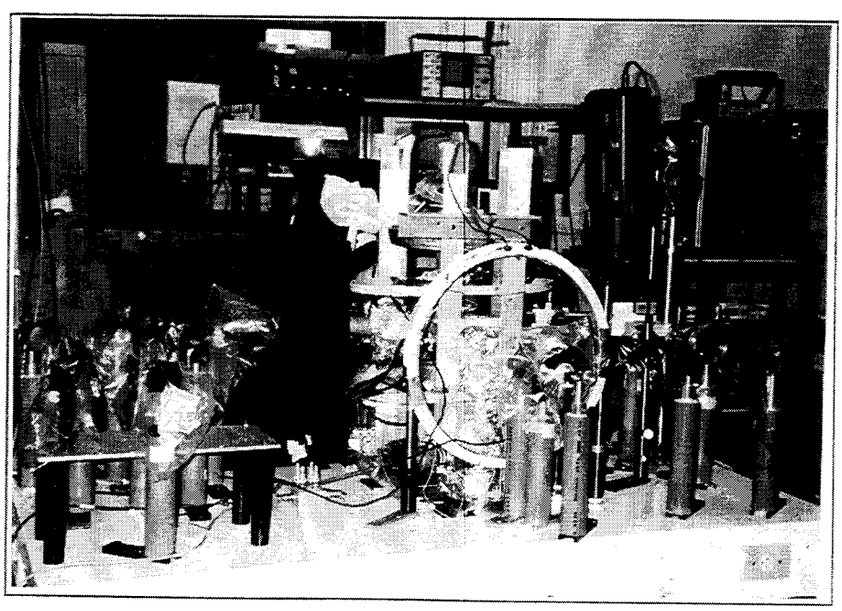


Fig. 10 - Foto da armadilha magneto-óptica onde foram realizados os experimentos de colisão

Uma pergunta que cabe aqui é se todos íons formados acabam sendo atraídos pela tela? Simulações numéricas demonstram que se os íons possuem uma velocidade da ordem de 5 m/s (independente da direção) todos acabam atraídos pelo potencial (-3000V) da tela. Esta velocidade é bem acima do Limite Doppler (60 cm/s), como nossos átomos possuem uma velocidade próxima a este limite, acreditamos que os íons em sua maioria são capturados pelo detector.

O feixe laser responsável pelo aprisionamento provém de um laser de corante (fig. 11 e 12), o qual é bombeado por um laser de argônio. Antes de ser dividido em 3 ramos o feixe passa por um modulador eletro-óptico feito em nosso laboratório [43], o qual produz um "sideband azul" (e consequentemente um vermelho); distante 1712 MHz da frequência principal.

A frequência principal é mantida através de uma absorção saturada para o vermelho da transição $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ do Sódio. O "sideband azul" estará para o vermelho da $3S_{1/2}(F=1) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ e funciona como um rebombeio do estado fundamental F=1 para F=2, recuperando os átomos que venham a fazer uma transição errada e tenham como estado final F=1. Antes de entrar na armadilha cada feixe passa por uma $\lambda/4$ para produzir luz com a desejada polarização. Após sair da mesma o feixe passa por mais uma $\lambda/4$ e é retrorefletido por um espelho.

O campo magnético é gerado por um par de bobinas na configuração anti-helmholtz. As quais, operando com 24 amperes, são capazes de produzir um gradiente de campo na direção axial igual a 24 Gauss/cm e na direção perpendicular ao eixo 12 Gauss/cm. Alinhamos os feixes laser da melhor forma possível, de modo que o centro deles coincida com o zero do campo.

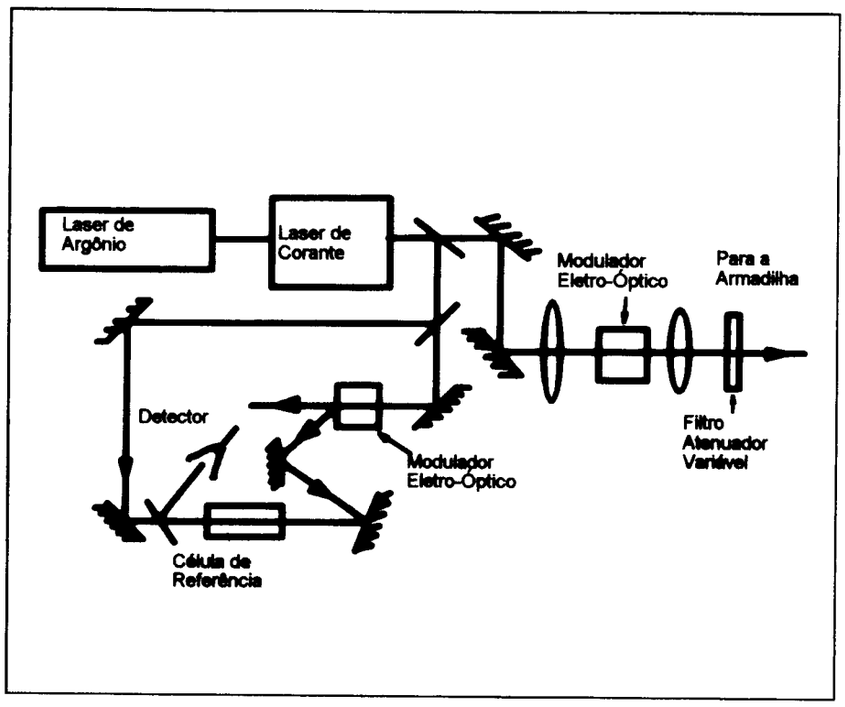


Fig. 11 - Diagrama esquemático do sistema de laser usado para o estudo de fotoionização associativa

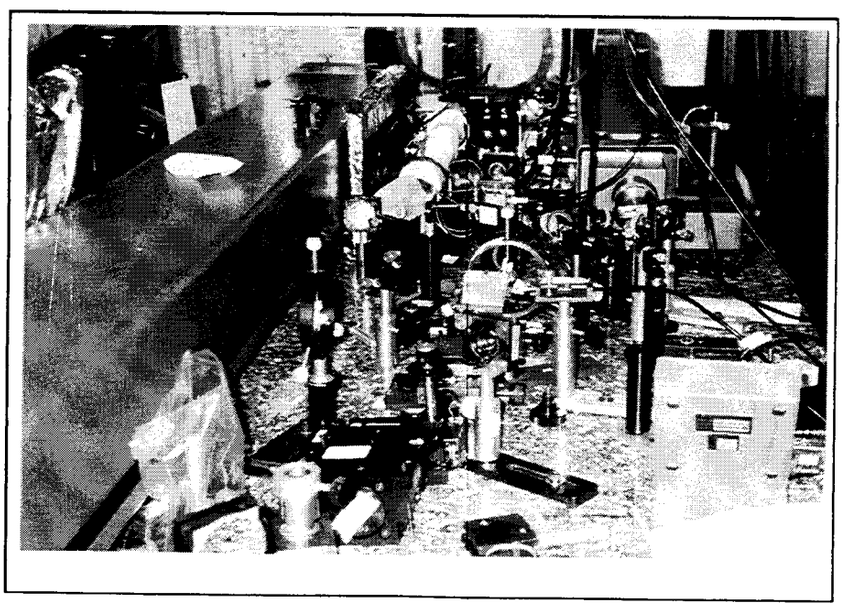


Fig. 12 - Foto do sistema óptico usado. É possível observar o laser de argônio, o de corante, o modulador eletroóptico (ao centro) e a célula de referência (responsável por manter a frequência do laser)

Para medir o volume usamos um telescópio montado sobre transladores micrométricos, os quais permitem medir as dimensões da amostra nas direções x e z (assumimos que por simetria a dimensão na direção x é igual a em y).

A intensidade dos feixes de aprisionamento foi controlada através de um filtro variável neutro circular; de forma que pudéssemos mudá-la sem modificar a direção dos feixes (fig. 11). Devemos lembrar aqui que nossos feixes são gaussianos (cujo w~0.5 cm) e que devido às dimensões reduzidas da amostra (diâmetro ~400μm) consideramos que a amostra se encontra na presença de uma intensidade total que é igual a seis vezes a intensidade do centro de um dos feixes.

Para medir o número de átomos usamos uma fotomultiplicadora calibrada; o sinal é aquisicionado por um computador. Com o sinal da fotomultiplicadora calibrada (f) e considerando um sistema de dois níveis para o Sódio podemos calcular o número de átomos pela equação:

$$f = \frac{GN\hbar\nu}{2\tau} \frac{\frac{\Omega_o^2}{2}}{\Delta^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{\Omega_o^2}{2}} \qquad \textbf{(21)}$$

onde G é o fator geométrico de coleta de luz, N é o número de átomos, $\hbar\upsilon$ é a energia do fóton, τ é o tempo de vida do estado excitado, Γ a largura de linha da transição, Δ é a diferença entre a frequência do laser e da transição atômica; em nossos experimentos $\Delta \sim -\Gamma$. E para calcular a frequência de Rabi Ω_0 a partir da intensidade usamos a referência 32, a qual nos permite calculá-la para a transição $3S_{1/2}(F=2, mf=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3, mf=3)$.

III.3.2 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Com o conhecimento do número de átomos aprisionados, o volume e o número de ions somos capazes de conhecer K_{PAI} para diferentes intensidades, através da equação (2).

A tabela I contém os valores de intensidade e de K_{PAI}, e na figura 13 temos um gráfico de K_{PAI} versus intensidade. Esta intensidade refere-se apenas à frequência próxima a transição $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$, não incluimos assim a contribuição devido aos "sidebands". Para este experimento a intensidade de cada um dos "sideband" era da ordem de 30% da intensidade da freqüência principal. Neste gráfico também temos as curvas para dois modelos distintos.

Intensidade (mW/cm^2)	K_{PAI} (10^{-14} cm^3/s)
244	3.4 ± 1.0
178	3.3 ± 1.0
98	2.7 ± 1.0
58	1.6 ± 1.6
240	4.7 ± 1.7
176	3.0 ± 1.5

Tabela I - Valores da constante de reação da fotoionização associativa para diferentes valores de intensidades

Intensidade (mW/cm^2)	K_{PAI} (10^{-14} cm^3/s)
96	1.4 ± 0.8
58	2.3 ± 1.4
262	4.7 ± 1.6
192	5.5 ± 1.7
264	6.2 ± 4.5
192	8.5 ± 8
108	2.5 ± 2.4
60	1.6 ± 1.5
264	5.1 ± 3.5
192	7.7 ± 4.8

Tabela I (continuação) - Valores da constante de reação da fotoionização associativa para diferentes valores de intensidades

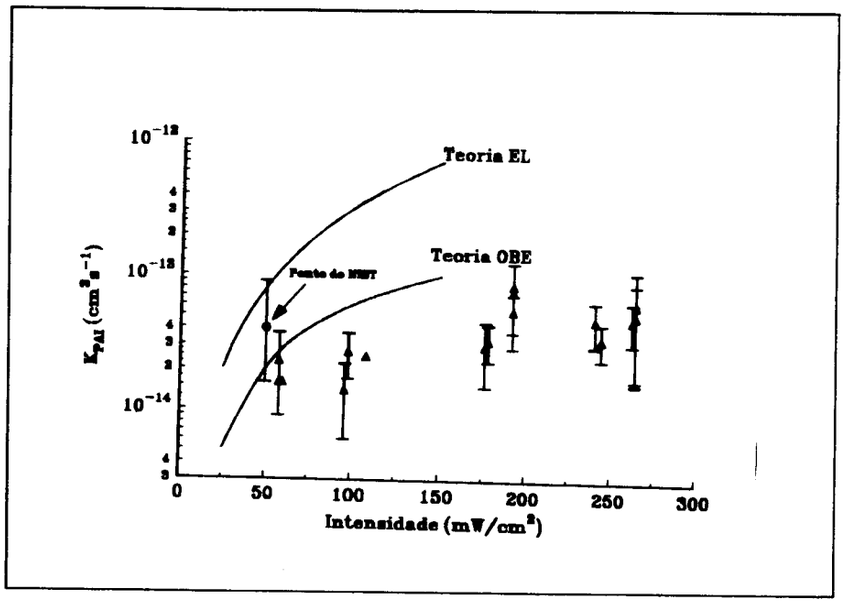


Fig. 13 - Gráfico da constante de reação (K_{PAI}) para fotoionização associativa em sódio em função da intensidade total dos feixes de aprisionamento. Também temos as curvas teóricas para o modelo de A. Gallagher (ref. 11) e o modelo desenvolvido por Y. Band e P. Julienne (ref. 44)

É interessante notar que nosso valor de K_{PAI} é menor do que o valor medido pelo grupo do NIST para a mesma intensidade, e este valor foi posteriormente corrigido. Os resultados concordam bem com o modelo da Equação Óptica de Bloch (**OBE**) desenvolvido Y. Band e P. Julienne [44] para baixas intensidades, mas o resultado experimental tende a saturar mais rápido do que a teoria . Em contraste, o modelo de A. Gallagher (equilíbrio local EL) superestima o valor da constante.

Estas teorias se diferenciam tanto nos métodos empregados quanto na considerações físicas feitas. A primeira diferença está na probabilidade de um par atômico à curta distância sofrer ionização, ou seja, P_{PAI}. No caso do modelo **OBE** este fator é 2.7 maior que o escolhido por A. Gallagher [11], devido as diferentes considerações sobre como inferir a probabilidade no regime de baixa temperatura através de medidas realizadas em temperaturas de vapores

alcalinos. A segunda refere-se como se calcular a probabilidade do par atômico atingir curtas distâncias. O modelo da Equação Óptica de Bloch (**OBE**) apresenta uma visão molecular da colisão atômica através da matriz densidade, e considera: i) multiníveis moleculares vestidos com o campo de luz participando da dinâmica da colisão, ou seja vários canais que podem levar à ionização; ii) decaimento devido à emissão espontânea; ii) o movimento relativo tratado semiclassicamente com correções devido ao o sistema de multiníveis. O modelo de A. Gallagher considera os níveis do par colidindo em equilíbrio com o campo de radiação, como resultado temos que a probabilidade de absorção apresenta a forma lorentziana o que contribui para um aumento na constante de fotoionização devido à absorção fora de ressonância.

Uma outra questão importante é a influência dos "sidebands" no valor de K_{PAI}. A pergunta que cabe aqui é: Qual é esta influência? Devido à presença dos "sidebands", passa a existir vários canais para a formação de ions durante a colisão. Considerando os dois estados fundamentais (F=1 e 2), a freqüência principal e os "sidebands" podem existir quatro canais diferentes; que estão representados na figura 14.

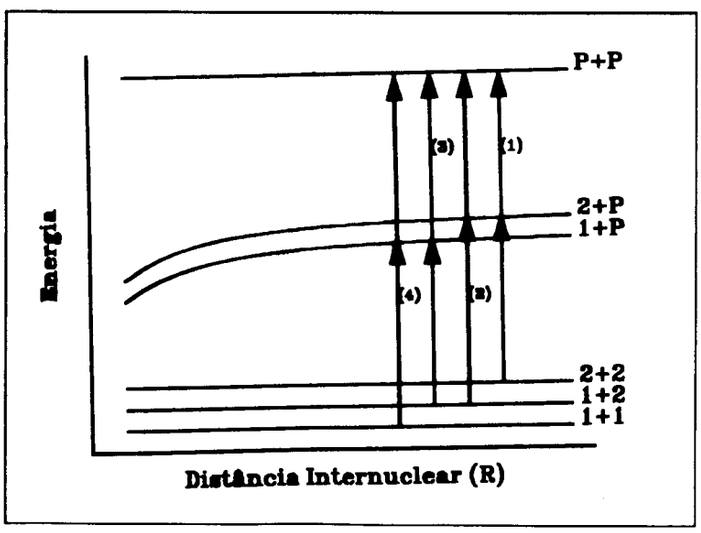


Fig. 14 - Possíveis canais para fotoionização associativa na presença da freqüência principal e dos "sidebands"

Canais

1) F=2 + F=2 + fóton principal ⇒ F=2 + P + fóton principal ⇒ P + P

2) F=2 + F=1 + fóton " sideband" azul ⇒ F=2 + P + fóton principal ⇒ P + P

3) F=2 + F=1 + fóton principal ⇒ F=1 + P + fóton "sideband" azul ⇒ P + P

4) F=1 + F=1 + fóton "sideband" azul ⇒ F=2 + P + fóton "sideband" azul ⇒ P + P

Na presença da freqüência de aprisionamento (principal) e da rebombeio ("sideband") esperamos que o átomo passe mais tempo no estado $3S_{1/2}(F=2)$ do que no estado $3S_{1/2}(F=1)$, devido à ação do feixe de rebombeio. Escrevendo a equação de taxa para a população em F=1, temos:

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2\,(\epsilon_{2\to2}D_{2\to1}) - N_1\,(\epsilon_{1\to2}D_{2\to2}) \qquad \textbf{(22)}$$

onde N_1 é o número de átomos no estado fundamental F=1, N_2 o número de átomos no estado fundamental F=2. A taxa de excitação devido ao laser principal para a transição $S_{1/2}$ (F=2) para $P_{3/2}(F=2)$ é dada por $\varepsilon_{2\to2}$, a devido ao "sideband" para a transição $S_{1/2}$ (F=1) para $P_{3/2}(F=2)$ é dada por $\varepsilon_{1\to2}$. A probabilidade do átomo decair do estado $P_{3/2}(F=2)$ para $S_{1/2}$ (F=2) é dada por $D_{2\to2}$ = 5/8, e a probabilidade do átomo decair do estado $P_{3/2}(F=2)$ para $S_{1/2}$ (F=1) é dada por $D_{2\to1}$ = 3/8. No estado estacionário:

$$\frac{dN_1}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad N_1 = \frac{\epsilon_{2\to2}D_{2\to1}}{\epsilon_{1\to2}D_{2\to2}} N_2 \qquad \textbf{(23)}$$

onde:

$$\epsilon_{1\to 2}=\frac{1}{2\tau}\frac{\Omega_1^2/2}{\Delta_1^2+(\Gamma/2)^2+\Omega_1^2/2}$$

$$\epsilon_{2\to 2}=\frac{1}{2\tau}\frac{\Omega_2^2/2}{\Delta_2^2+(\Gamma/2)^2+\Omega_2^2/2} \qquad \textbf{(24)}$$

sendo que os termos com subíndice 1 referem-se à freqüência do "sideband", e os termos com subíndice 2 à freqüência principal. Para nossas condições experimentais usaremos $\Delta_1 = -\Gamma$, $\Delta_2 = 5\Gamma$, $\Omega_1 = \Gamma$, $\Omega_1 = 0.3\Gamma$, o que resulta em $N_1 = 0.3\ N_2$.

Para verificar a importância dos diferentes canais na formação de íons, realizamos um experimento onde a potência do sideband é variada através do desacoplamento entre a antena de RF e a cavidade. É claro que diminuindo a potência de RF, o pico central aumenta e a dinâmica da armadilha é afetada (volume, número, densidade).

Na tabela II são apresentados os resultados para diferentes proporções de intensidade da freqüência de rebombeio. Os resultados demonstram que apesar do rebombeio ter uma influência fundamental na dinâmica da armadilha, modificando o número e o volume, nenhum efeito considerável foi observado no valor de K_{PAI}. Caso os demais canais (2,3,4) participassem de forma significativa na formação de íons, deveríamos ter observado uma modificação considerável em K_{IA}. Assim concluímos que os íons observados advêm em sua grande maioria do canal (1). Esta conclusão é suportado por simulações teóricas feita por P. Julienne [33] utilizando o modelo **OBE** , discutido brevemente aqui.

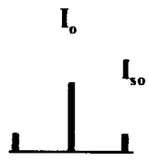
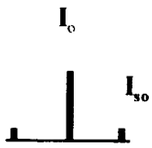
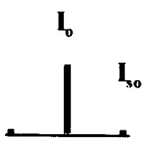
Intensidade (mW/cm^2)	K_{IA} ($10^{-14} cm^3/s$)
 I_o = 204 mW/cm^2 I_{so} = 50 mW/cm^2 (~25% I_o)	2.8 ±1.0
 I_o = 230 mW/cm^2 I_{so} = 38 mW/cm^2 (~17% I_o)	3.1 ± 1.2
 I_o = 260 mW/cm^2 I_{so} = 22 mW/cm^2 (~8.5% I_o)	3.6 ± 1.2

Tabela II - Valores de K_{PAI} para diferentes proporções de intensidade do rebombeio, originário do "sideband" do modulador eletro-óptico

Para sustentar os nossos cálculos de população no estado fundamental F=1, realizamos um pequeno teste. Neste, coletamos luz da amostra de átomos frios; esta foi colimada e introduzida em um analizador de espectro (cavidade de Fabry-Perot), cujo "free spectral range" é de 1500MHz.Isto está esquematizado na figura 15.

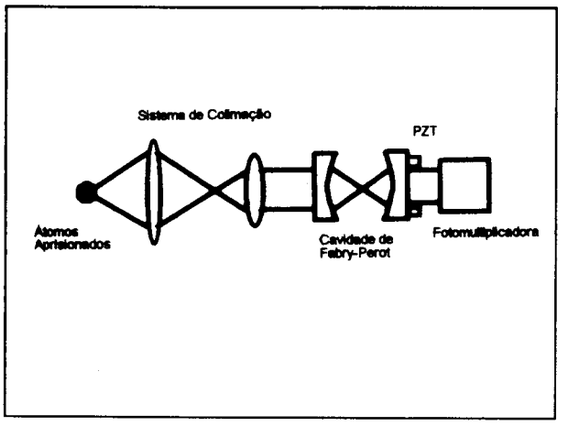


Fig. 15 - Luz da amostra de átomos é colimada e introduzida em um analizador de espectro (cavidade de Fabry-Perot) para determinar a população no estado fundamental F=1

No gráfico da figura 16 temos a fluorescência dos átomos em função da varredura do analizador de espectro. O primeiro e maior pico refere-se aos átomos que decaíram para o estado fundamental $3S_{1/2}$ (F=2). O segundo refere-se aos que decaíram para o estado fundamental $3S_{1/2}$ (F=1). Através deste gráfico observamos que a população em F=1 é aproximadamente 15% da população em F=2. Este resultado encontra-se em razoável concordância com o nosso cálculo baseado nas equações de taxa.

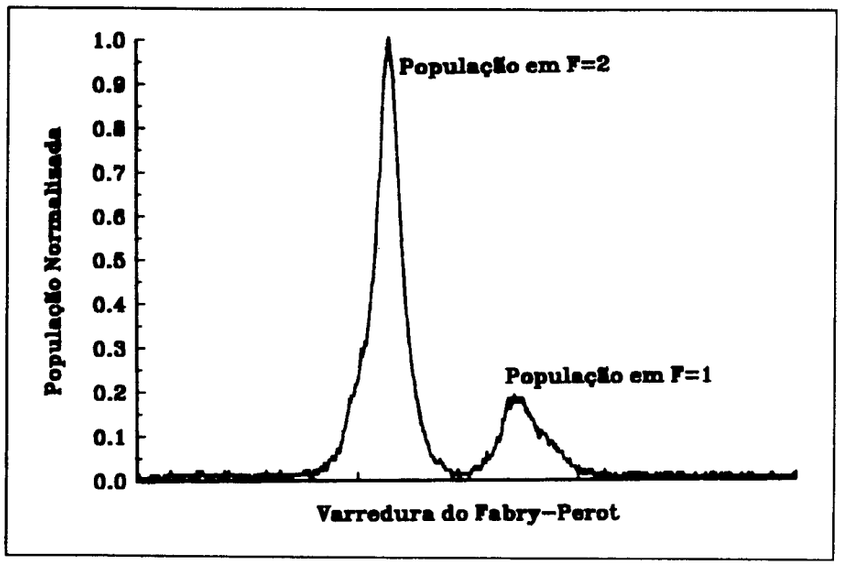


Fig. 16 - Distribuição de populações nos estados fundamentais F=1 e 2 obtidas através da análise da fluorescência dos átomos aprisionados pela transmissão do analizador de espectro

III.4 - ESPECTROSCOPIA DE ÁTOMOS COLIDINDO UTILIZANDO DUAS CORES

Neste experimento estudamos o comportamento da foto-ionização associativa em Sódio utilizando duas freqüências diferentes com o objetivo de estudar etapas individuais do processo. Neste experimento dois átomos começam o processo de colisão ambos no estado $3S_{1/2}$. Um dos átomos absorve um fóton do laser de aprisionamento (frequência ω_1) ainda quando a longa distância. O par vai para o estado $3S_{1/2}$- $3P_{3/2}$. A partir daí os átomos aceleram um contra o outro, pois estão sob a influência do potencial $-R^{-3}$. Após sofrerem uma aceleração durante um período de tempo o par absorve o segundo fóton de um laser de prova (frequência ω_p , onde $\omega_p > \omega_1$), o qual levará o par para o estado duplamente excitado $3P_{3/2}$-$3P_{3/2}$. Em seguida eles continuarão no processo de colisão até antingir a distância internuclear onde pode

ocorrer a autoionização e formação de Na_2^+.

A situação mais interessante é em que ω_1 está 10 MHz abaixo da transição $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$, neste caso o número de íons formados é máximo, pois o laser já excita o potencial atrativo, maximizando a chance de ionização. Estas são as mesmas condições de operação da armadilha quando realizamos as medidas de K_{PAI}. Em seguida introduzimos um segundo laser (ω_p) e varremos a freqüência deste e coletamos os íons em função desta freqüência. Lembremos que em situação normal de operação, além de ω_1 também temos ω_2, que é a freqüência de rebombeio.

Para entendermos a seqüência das absorções e sua relação com o espectro obtido quando ω_p é variada, imaginemos dois átomos no estado fundamental que iniciam a colisão absorvendo o primeiro fóton (ω_1) e populando o estado atrativo. Se ω_p for menor que ω_1, nada deve ocontecer em termos de nova excitação. Quando ω_p torna-se maior que ω_1, então a promoção para o estado duplamente excitado, já com energia cinética acumulada entre os átomos, passa a ocorrer. Caso ω_p tenha energia muito próxima de ω_1, o sistema não desceu muito no potencial atrativo antes de atingir o estado duplamente excitado e portanto ainda não adquiriu energia cinética suficiente para conseguir sobreviver até distâncias internucleares pequenas sem decair espontaneamente. Nesta situação a emissão espontânea é dominante e a taxa de produção de íons é baixa.

À medida que ω_p cresce, se afastando de ω_1, o sistema tem chance de adquirir maior energia cinética no estado intermediário e quando absorve ω_p tem maior chance de sobreviver até curto alcance. Com isso, a taxa de formação de íons aumenta com aumento de ω_p.

Quando ω_p vai se tornando muito maior que ω_1, apesar do sistema ganhar energia cinética cada vez maior, a chance de sobreviver no estado intermediário diminui. E mais, a chance de absorção de ω_p diminui devido ao átomo estar passando por R_2 com maior

velocidade (termo $dR_2/v(R_2)$). O compromisso entre estes termos faz com que a taxa de ionização aumente inicialmente com ω_p, atingindo um máximo e depois diminua. Na figura 17 apresentamos o gráfico dos íons em função da freqüência do segundo laser (ω_p).

Na figura 17a a freqüência principal do laser encontra-se próxima à transição $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ (freqüência ω_1) e o "sideband azul" próximo da $3S_{1/2}(F=1) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ (freqüência ω_2). Como em condições normais de operação, a intensidade do "sideband" é ~30% da intensidade do principal, temos que na figura 17a a intensidade em ω_2 é 30% da intensidade em ω_1. Enquanto na figura 17b a freqüência principal do laser encontra-se próxima à transição $3S_{1/2}(F=1) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ (freqüência ω_2) e o "sideband vermelho" próximo da $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ (freqüência ω_1), ou seja, a intensidade em ω_1 é 30% da intensidade em ω_2. Em ambas figuras a fluorescência dos átomos foi acompanhada para nos certificarmos que a amostra não estava sendo perturbada (número e densidade). Nestas figuras os buracos próximos à ω_1 e ω_2 devem ser desconsiderados pois o mecanismo de aprisionamento estava sendo perturbado pelo laser de prova.

Retornando às figuras 17a e 17b observamos dois máximos de íons distintos, um para o azul da freqüência ω_1 e o outro para o azul da freqüência ω_2. Os possíveis canais de ionização estão esquematizados nos detalhes da figura. Para o primeiro máximo (azul de ω_1) acreditamos que dois canais estão contribuindo: i) colisão de dois átomos no estado fundamental F=2 com absorção de um fóton ω_1 e em seguida de um fóton ω_p; ii) colisão de um átomo F=2 com um em F=1 com a absorção de um fóton ω_2 e em seguida de um fóton ω_p. Para o segundo máximo (azul de ω_2) os dois canais que estão contribuindo são diferentes: i) colisão de dois átomos no estado fundamental F=1 com absorção de um fóton ω_2 e em seguida de um fóton ω_p; ii) colisão de um átomo F=2 com um em F=1 com a absorção de um fóton ω_1 e em seguida de um fóton ω_p.

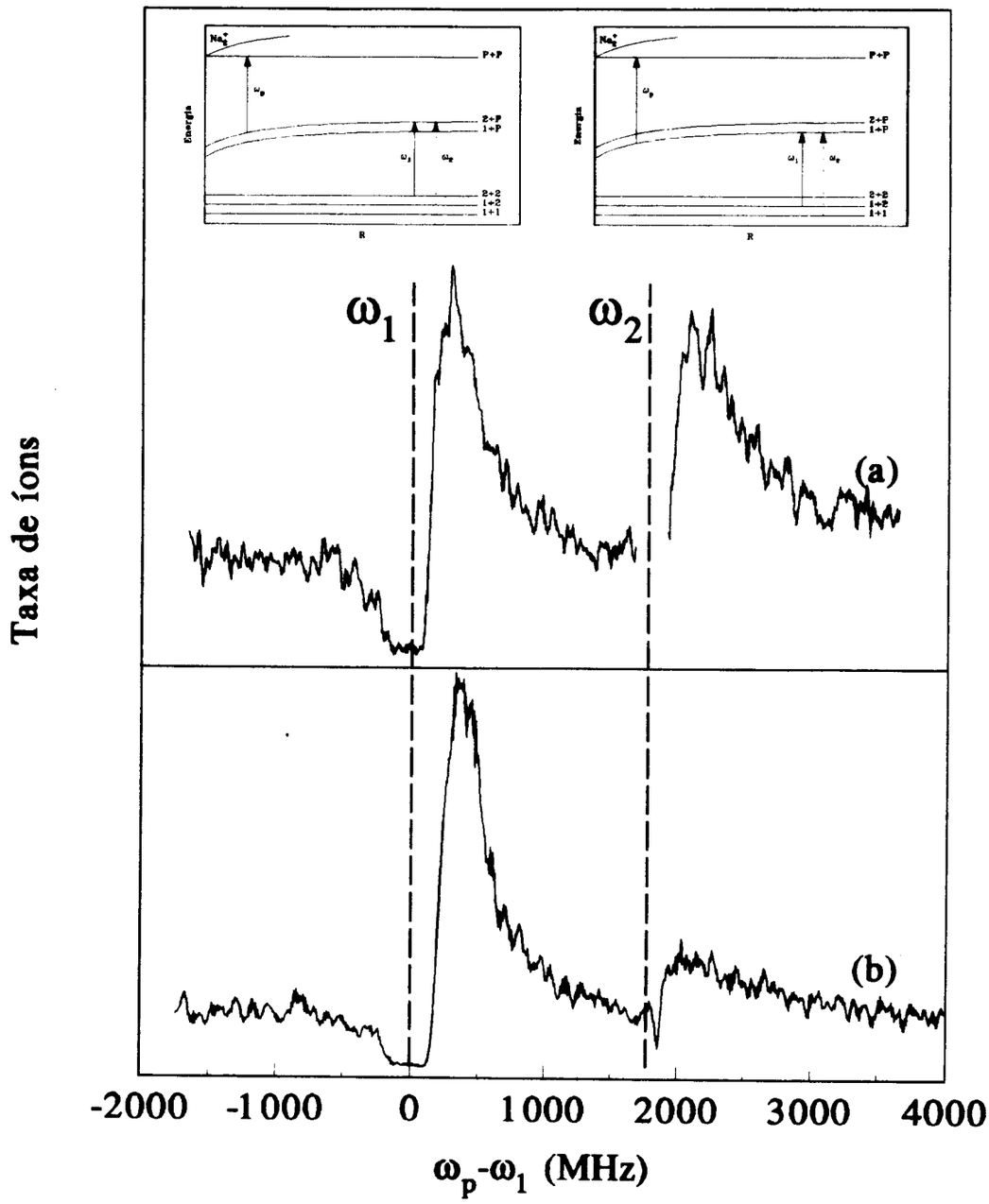


Fig. 17 - Fotoionização Associativa com duas cores. Gráfico da taxa de íons em função da freqüência do segundo laser. A transição $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ corresponde à freqüência ω_1 e a $3S_{1/2}(F=1) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ à freqüência ω_2. (a) A intensidade do "sideband" é ~ 30% da intensidade da freqüência principal. (b) A intensidade do principal é ~ 30% da intensidade do "sideband". Os detalhes mostram os possíveis canais para autoionização. Os buracos próximos de ω_1 e ω_2 devem ser desconsiderados, visto que o segundo laser estava destruindo a armadilha

A diferença entre as amplitudes do primeiro máximo e o segundo nas figuras 17a e 17b podem ser explicadas em termos da intensidade do laser de rebombeio ω_2. Na figura 17a, como já foi descrito, a intensidade em ω_2 é ~ 30% da em ω_1, o que causa uma certa população no estdo fundamental F=1, a qual é responsável pelo segundo pico. Quando invertemos a situação (fig. 17b), a intensidade em ω_1 é ~ 30% da em ω_2, o segundo pico quase desaparece. O que confima nossa expectativa de ele ser devido a colisões envolvendo átomos no estado fundamental F=1. Também observamos que a amplitude de ambos os máximos é linear com a intensidade do laser de freqüência ω_p.

Este experimento não se trata de uma fotoionização associativa com duas cores pura, visto que diferentes estados atômicos estão colaborando para o processo devido à presença de mais de duas freqüências diferentes. Apesar disto, os vários canais possíveis sempre envolvem duas cores apenas. Fora isto, o formato das linhas revelam os fatos físicos descritos inicialmente, constituindo na primeira observação direta do efeito de emissão espontânea em uma colisão atômica.

Para simplificar o entendimento dos processos introduzimos algumas modificações em nosso aparato experimental. Primeiro introduzimos uma chave no modulador eletro-óptico, a qual permite ligá-lo e desligá-lo em algumas centenas de nanosegundos. Também introduzimos uma "janela" no contador de íons, ou seja, este somente contará no intervalo de tempo desta "janela". Tanto a chave do modulador quanto a "janela" do contador são controladas por um mesmo gerador de sinais. Operaramos a armadilha em um modo cíclico, os "sidebands" ficam ligados por 200 μs para capturar e aprisionar os átomos. Em seguida desligamos o modulador eletro-óptico por 100 μs, após um atraso de 10 μs permitimos que o contador acumule íons por 80 μs em um de seus canais. Durante este período os átomos estão na presença de apenas duas freqüências, ω_p e ω_1 ou ω_p e ω_2, o que depende da freqüência do laser 1.

Em seguida esperamos mais 10 μs, antes de religar o modulador por mais 200 μs. Também coletamos os íons formados em outro canal do contador enquanto o modulador está ligado, para garantir que observamos as mesmas linhas observadas nas fig. 17a e 17b. Estes períodos de tempo foram escolhidos de modo a não permitir que os átomos escapassem da armadilha no intervalo em que o modulador está desligado. Na figura 18 temos um diagrama da montagem experimental junto com o esquema de operação ciclíca utilizada.

Neste modo cíclico, átomos são produzidos preferencialmente num dos estados hiperfinos do estado fundamental, devido aos mecanismos de bombeamento óptico. Operando a armadilha neste modo cíclico obtivemos o espectro de íons para duas condições diferentes, os quais são apresentados na figura 19. Para quando a freqüência principal estava em ω_1 (fig. 19a), de forma que os átomos ficavam expostos às freqüências ω_1 e ω_p durante o período de acúmulo de íons. E também para quando a freqüência principal estava em ω_2 (fig. 19b), de forma que os átomos ficavam expostos às freqüências ω_2 e ω_p.

O modo de operação cíclico produz um efeito interessante de bombeamento óptico. Quando o modulador é desligado e a amostra passa a ficar apenas na presença de ω_1, por exemplo, quase toda população é bombeada para o estado fundamental F=1. Assim quando acrescentamos o laser de prova observamos apenas colisões entre átomos que inicialmente estavam em F=1. O mesmo acontence quando os átomos estão na presença de ω_2, desta vez produzimos átomos no estado F=2. Esta é uma boa forma de produzirmos amostras "quase" puras no estado fundamental F=1 ou 2.

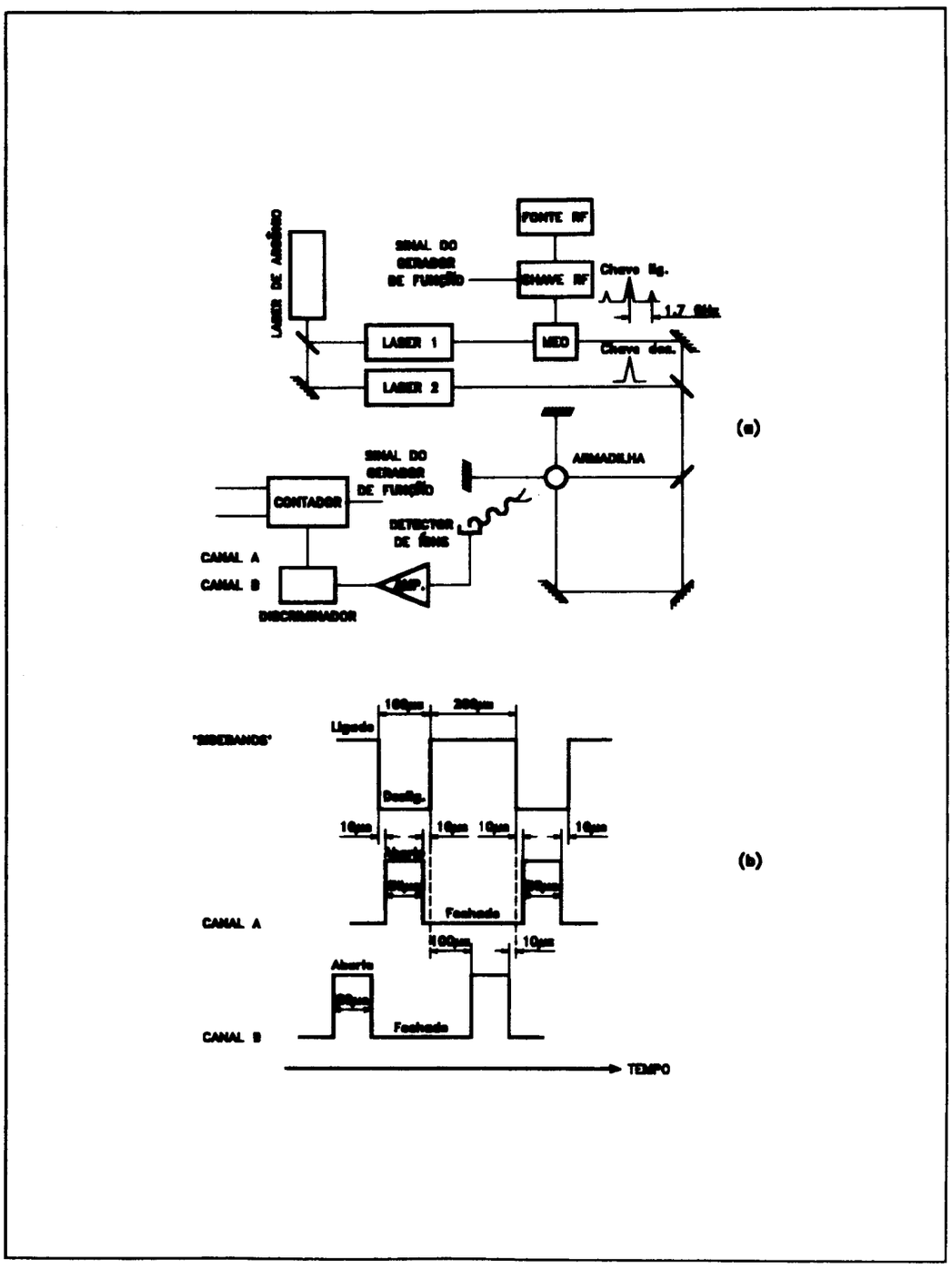


Fig. 18 - Diagrama esquemático para fotoionização associtiva com duas cores operando a armadilha no modo ciclíco. (a) Montagem experimental onde destacam-se a chave de RF, a "janela" para o contador; (b) Esquema do modo ciclíco de operação da armadilha

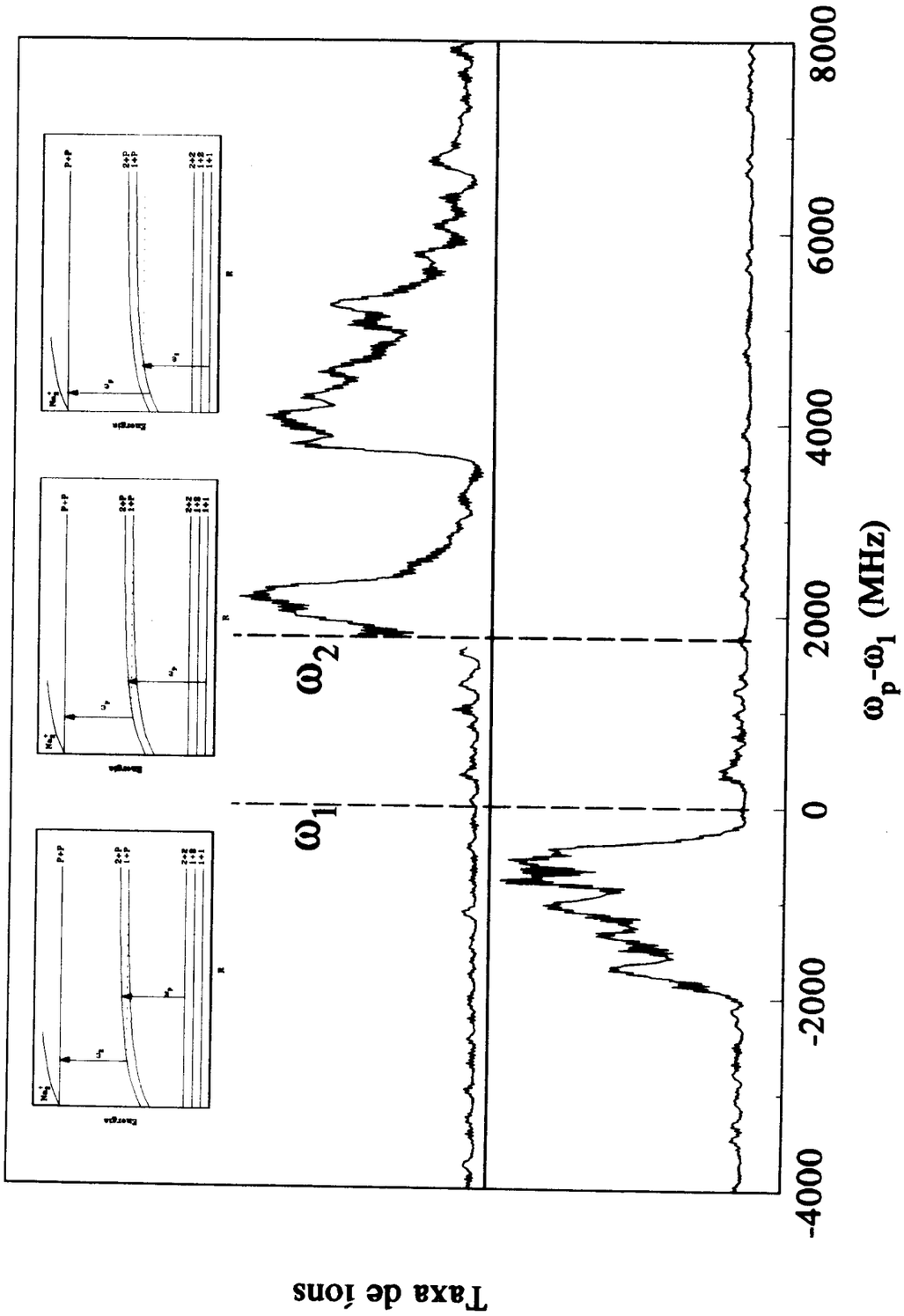


Fig. 19- Espectros de fotoionização com duas cores para a armadilha operando no modo cíclico. (a) Os átomos estão expostos à ω_1 e ω_p. (b) Os átomos estão expostos à ω_2 e ω_p. Os detalhes no gráfico mostram esquematicamente os possíveis canais de ionização

Na figura 19a exitem dois máximos, ambos partindo de amostras "quase" puras em F=1. O primeiro (azul de ω_2) acreditamos que advêm de um processo colisional entre um par atômico em 1+1 que absorve um fóton do laser de prova e faz uma transição para um estado molecular que assintoticamente tende à 2+P. Acelera em seguida durante um curto período neste potencial e absorve o segundo fóton do laser de prova que o leva para o estado duplamente excitado (detalhe fig. 19a). E a partir daí autoioniza. Acreditamos que este seja o mecanismo pois a amplitude deste máximo apresenta um comportamento quadrático com a intensidade do laser de prova. Um outro detalhe que é necessário discutirmos aqui é como é possível realizar uma transição 1+1 para 2+P. Se pensarmos apenas em termos de átomos concluiremos que não é possível devido as regras de seleção. Mas neste caso em partircular os átomos já estão tão próximos que estas podem ser quebradas. Para uma análise mais detalha seria necessário definir regras de seleção para a molécula, o que não faremos aqui.

Para o segundo máximo da figura 19a o mecanismo que explica o observado é o seguinte: dois átomos colidindo em 1+1 absorvem um fóton ω_1, indo para o estado 1+P. Sofrem aceleração neste potencial e absorvem o segundo fóton do laser de prova (detalhe fig. 19a) . Este mecanismo é suportado pelos seguintes argumentos: i) A posição do máximo em freqüência encontra-se onde era esperando, posição onde a soma das energias dos fotons é capaz de promover ao estado duplamente excitado, ou seja, o pico deve aparecer ~1800 MHz para o azul da transição ω_2.; ii) A amplitude do máximo é linear com a intensidade do laser de prova. Em relação as aparentes flutuações nesta curva, não podemos afirmar nada, pois não foram reprodutíveis. O pico para o azul parece ser reprodutível mas ainda sem explicação.

Na figura 19b os átomos estavam expostos as freqüências ω_2 e ω_p, o que produziu uma amostra quase pura em F=2. O mecanismo associado a este processo é o seguinte. O par inicia a colisão em 2+2, absorve um fóton do laser de prova indo para 2+P. Sofre aceleração neste

potencial até absorver um fóton ω_2 fixo. Os argumentos que sustentam tal mecanismo são: i) A existência de uma freqüência de corte. Era esperado que este processo só iniciaria quando a diferença entre a freqüência do laser de prova e ω_1 fosse maior que ~ -1800MHz. O observado foi ~ -2000MHz, o que acreditamos ser devido à estrutura hiperfina dos níveis excitados, fato que discutiremos mais adiante.; ii) A amplitude do máximo é linear com a intensidade do feixe de prova.

Em relação as estruturas internas observadas na figura 19b, podemos dizer que tratam-se de estados ligados do potencial de longo alcance. Estes resultados constituem a primeira observação de estados ligados próximos ao limiar de dissociação e seu estudo pode ser encontrado em detalhes na referência [34]. Neste trabalho não nos ateremos a tal estudo.

Uma dúvida que podemos levantar aqui é sobre a "pureza" de nossa amostra atômica quando observamos estes processos colisionais. Isto é, se os átomos estão completamente no estado hiperfino considerável. A resposta requer um tratamento puramente quântico do problema, tanto átomo quando campo. Este foi realizado por Reginaldo Napolitano [35], que demonstrou que para nossas condições de operação o bombeamento de um estado fundamental para outro é quase total (95%) em aproximadamente 5 μs. Este cálculo justifica nosso atraso entre desligar o modulador e iniciar a contagem, o qual é ~ 10 μs.

Agora desejamos comparar a teoria semi-clássica com nossos experimentos, para isso foi necessário integrar numericamente a equação (17). Devemos observar que iremos comparar K_{PAI} teórico normalizado com o número total de íons detectados normalizado. Podemos fazer isso porque no experimento garantimos que nem o número e a densidade dos átomos aprisionados se alteram durante a medida, o que acarreta que K_{PAI} seja proporcional ao número de íons. Aqui não estamos interessados nos valores absolutos, mas sim somente nos fatos físicos envolvidos no processo.

A primeira situação a ser analisada é o pico da figura 19b. Para este caso as condições experimentais são: I_1 = 300 mW/cm^2 é a intensidade do laser de aprisionamento; I_2 = 600 mW/cm^2 é a intensidade do laser de prova. O parâmetro Δ_2 da equação (19) é 20 MHZ x Δ_2 = -1712 MHz. Para estas condições obtivemos um espectro de íons em função de ω_p- ω_1. Na fig. 20 temos o espectro experimental para esta situação e a curva teórica.

Inicialmente devemos fazer duas observações:i) não podemos comparar a teoria com o experimento na região (ω_p- ω_1) < - 250 MHz, pois nesta região o laser de prova esta afetando o desempenho da armadilha; ii) o espectro teórico vai a zero para (ω_p- ω_1) ≈ -1800 MHz enquanto o experimento termina em torno de -2000 MHz. Isto se deve ao fato do modelo não considerar a estrutura hiperfina do estado duplamente excitado, o qual apresenta uma separação da ordem de 200 MHz entre o estado duplamente excitado de mais baixa ($3P_{3/2}$(F=0) +$3P_{3/2}$(F=0)) e o de mais alta energia ($3P_{3/2}$(F=3) +$3P_{3/2}$(F=3))

De resto, a envoltória da curva experimental se aproxima muito da curva teórica. Infelizmente só podemos comparar a envoltória pois afinal não temos um modelo que considera os estados vibracionais da molécula de Na_2, que surgem neste espectro.

A segunda situação a ser analisada é o pico que se localiza a 1800 MHz para o azul da transição $3S_{1/2}$(F=1) ⇒ $3P_{3/2}$ (ω_2) (fig. 19a). Na fig. 21 temos o espectros de íons em função de ω_p-ω_2, para os seguintes parâmetros experimentais: I_1 = 300 mW/cm^2 é a intensidade do laser de aprisionamento; I_2 = 600 mW/cm^2 é a intensidade do laser de prova. Para o parâmetro Δ_1 da equação (19) temos 20 MHZ x Δ_1 = 1712 MHz. Também temos a curva teórica. Podemos observar que embora a envoltória da curva experimental apresenta a mesma forma de linha que a curva teórica, contudo existe uma discrepância quanto a posição do pico. A diferença entre teoria e experimento é da ordem de 400 MHz.

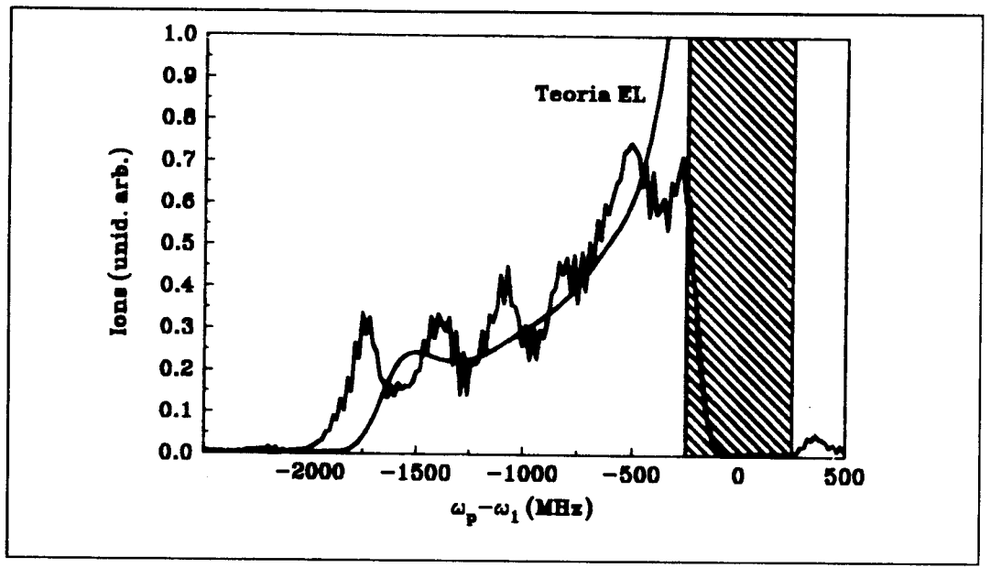


Fig. 20 - Comparação entre os resultados experimentais de fotoionização associativa de uma amostra "pura" em F=2 com a teoria semi-clássica. Na área achuriada não podemos fazer comparação pois o laser de prova esta perturbando o funcionamento da armadilha

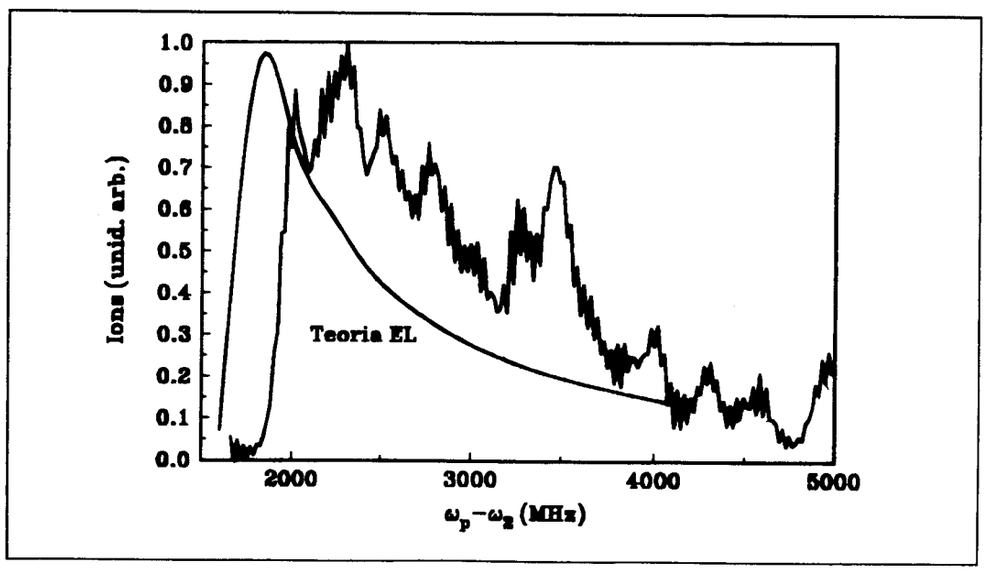


Fig. 21 - Comparação entre os resultados experimentais de fotoionização associativa de uma amostra "pura" em F=1 com a teoria semi-clássica

Esta diferença acreditamos ser devido à dois fatores. O primeiro é a influência do estado repulsivo C/R^3, que até o momento não foi considerado. Na realidade o laser de prova está em ressonância com dois estados moleculares: i) Está conectando o estado atrativo $-C/R^3$ (S + P) com o estado duplamente excitado; ii)E o estado fundamental (S + S) com o estado repulsivo C/R^3 (S + P) (fig.22). Quando o laser de prova apresenta uma frequência de modo que intere com os átomos que estão região R_i e $R_i + dR_i$. os quais já estavam interagindo com o laser de frequência ω_1, o seguinte fato ocorre. O laser de prova "rouba" átomos do laser ω_1, enviando-os para um estado repulsivo e evitando assim que ocorra a auto-ionização. Este efeito só ocorre quando a frequência do laser de prova estiver nas região de R_i e $R_i + dR_i$, e deixa de existir quando a frequência do mesmo passar para o lado esquerdo de ω_1. Agora faz-se necessário o desenvolvimento de uma teoria que passe a considerar tal estado. O segundo é o efeito da estrutura hiperfina do estado duplamente excitado, que também deve ser capaz de modificar a posição do máximo.

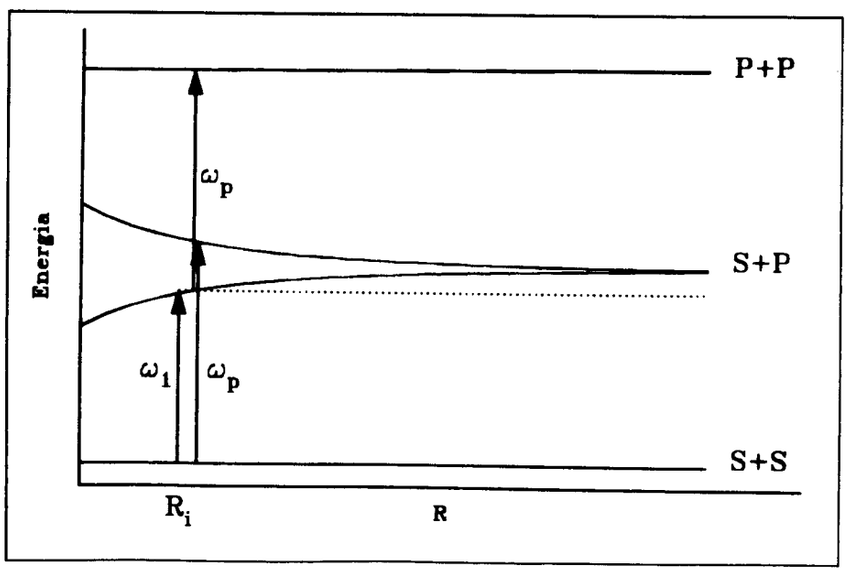


Fig. 22 - Diagrama esquemático dos estados moleculares que participam de um colisão partindo de átomos em F=1. Observamos que o laser de prova conecta o estado atrativo ao duplamente excitado; e ao mesmo tempo o fundamental ao repulsivo

A terceira situação a ser analisada é o pico que se localiza o azul de ω_1 (fig. 17a). Na fig. 23 temos o espectro experimental e teórico. Novamente aqui não podemos comparar a teoria com o experimento para $(\omega_p - \omega_1) < 100$ MHz, pois o desempenho da armadilha é afetado pelo laser de prova. A envoltória da teoria parece concordar razoavelmente com o experimento, embora observemos que não concordam com relação à posição do máximo. Aqui a estrutura hiperfina do estado duplamente excitado também deve contribuir para esta diferença.

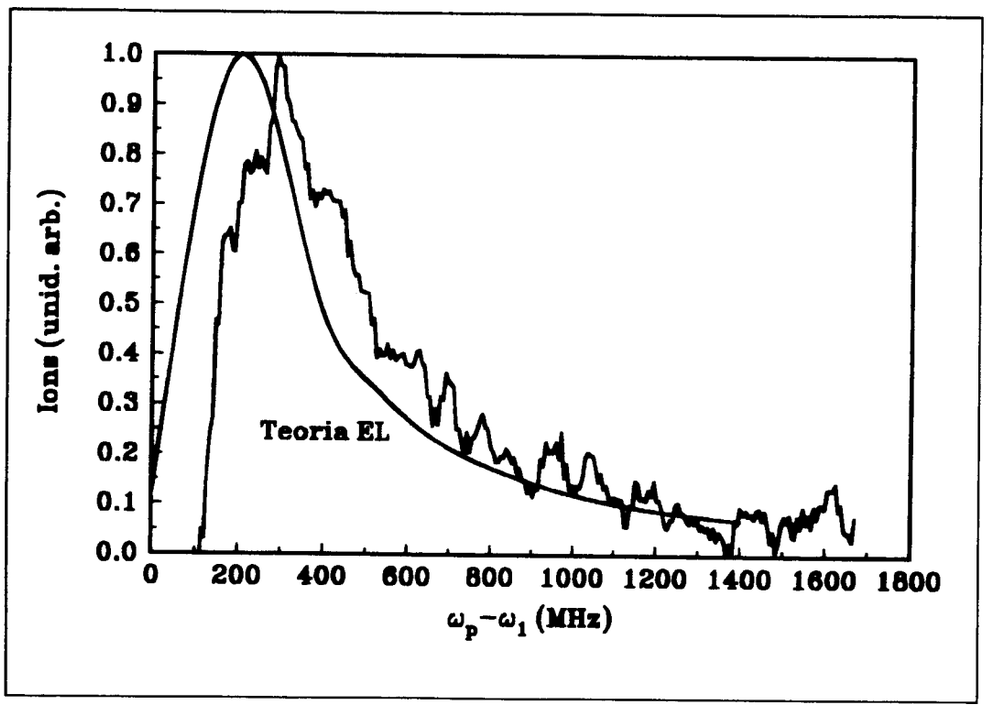


Fig. 23 - Comparação entre os resultados experimentais de fotoionização associativa de uma amostra "mista" (população em F=1 e 2) com a teoria semi-clássica

III.5 - DISCUSSÃO

Neste trabalho apresentamos uma série de resultados envolvendo fotoionização associativa (**PAI**). Aqui gostariamos de salientar alguns pontos interessantes e ainda sem

respotas nestes experimentos.

No experimento de medida da constante de reação K_{PAI} observamos uma tendência de saturação deste parâmetro em função da intensidade dos feixes de aprisionamento. Isto é compreensível, visto que o número de átomos no estado excitado tende a saturar. Isto explica a discrepância entre o experimento e a teoria do equilíbrio local, pois esta não considera transições saturadas.

Com relação ao procedimento experimental deste experimento, podemos apontar alguns inconvinientes. A modificação da intensidade dos feixes de aprisionamento causam mudanças na amostra (número, densidade, forma e temperatura). Fizemos o possível para minimizar nossos erros nos parâmetros número, densidade e forma. Mas em relação à temperatura nada é possível fazer. É sabido que esta depende não só da intensidade dos feixes de aprisionamento, como também do número de átomos aprisionados [39]. E ainda não está claro quanto esta variação afeta nossos resultados; sendo assim uma questão aberta.

Além disso, com este procedimento de operação da armadilha só é possível obtermos a dependência de K_{PAI} com a intensidade. Embora a dependência com o freqüência do laser seja extremamente interessante, esta não é possível de ser realizada; pois a armadilha só produz íons em um intervalo muito pequeno de operação em freqüência (~5MHz). Desta forma se desejamos evitar o efeito da temperatura e determinar a dependência com a freqüência é necessário desenvolvermos outras maneiras de operar a armadilha.

A teoria do equilíbrio local apresentada para fotoionização associativa também apresenta alguns problemas. Primeiro que trata de sistemas atômicos com dois níveis. E segundo que utiliza um parâmetro, obtido à temperatura de vapores alcalinos (a probabilidade de ionização P_{IA}), como sendo independente da temperatura.

Apesar destas falhas, acreditamos que esta contém as características que domimam o

processo de fotoionização associativa em quatro etapas. E qualquer teoria mais complexa à nível de interações finas e hiperfinas, deve conte-las. O argumento para sustentar isto é que a teoria reproduz de forma satisfatória os espectros de íons no experimento de fotoionização com duas cores. A divergência apenas refere-se à posição do máximo. Acreditamos que isto deve ser solucionado quando incluirmos interações hiperfinas.

IV. BLINDAGEM ÓPTICA DE COLISÕES FRIAS : UMA DEMONSTRAÇÃO VIA FOTOIONIZAÇÃO ASSOCIATIVA

IV.1 - INTRODUÇÃO

O ambiente em uma armadilha magneto-óptica é conveniente para o estudo de processos colisionais. Como vimos até o momento, fotoionização associativa (**PAI**) tem sido o único efeito a permitir de forma direta, estudos onde o produto da colisão é observado e estudado em função de vários parâmetros. Neste capítulo vamos apresentar um experimento onde o processo de fotoionização associativa (**PAI**) é utilizado para demonstrar um novo efeito colisional onde estados repulsivos são utilizados para modificar o curso da colisão. Ao invés de ter como estado intermediário um estado atrativo, trocamos esta transição por uma outra que leva o par atômico para um estado repulsivo de longo alcance ($+C_3/R^3$). Isto evita que o par atinja a região onde a autoionização pode ocorrer. Por evitar a aproximação dos núcleos, este processo é denominado Blindagem Óptica.

Blindagem óptica pode, em princípio, ser aplicada de um modo geral e talvez venha a ser útil para evitar processos colisionais que no momento limitam a densidade e o número de átomos nas armadilhas, criando condições para obtenção da Condensação de Bose-Einstein em alcalinos. Após a primeira demonstração, por nós realizada [45], vários trabalhos surgiram [46-48], mostrando o impacto que nosso experimento original teve na comunidade internacional.

IV.2 - MONTAGEM EXPERIMENTAL

A montagem experimental para este novo experimento é semelhante à apresentada no capítulo III (fig. 18), para o estudo de fotoionização associativa (**PAI**) com a armadilha operando no modo cíclico. Esta montagem pode ser observada na figura 24. Para realizar a demonstração da blindagem utilizaremos o mecanismo de fotoionização da fig. 19b.

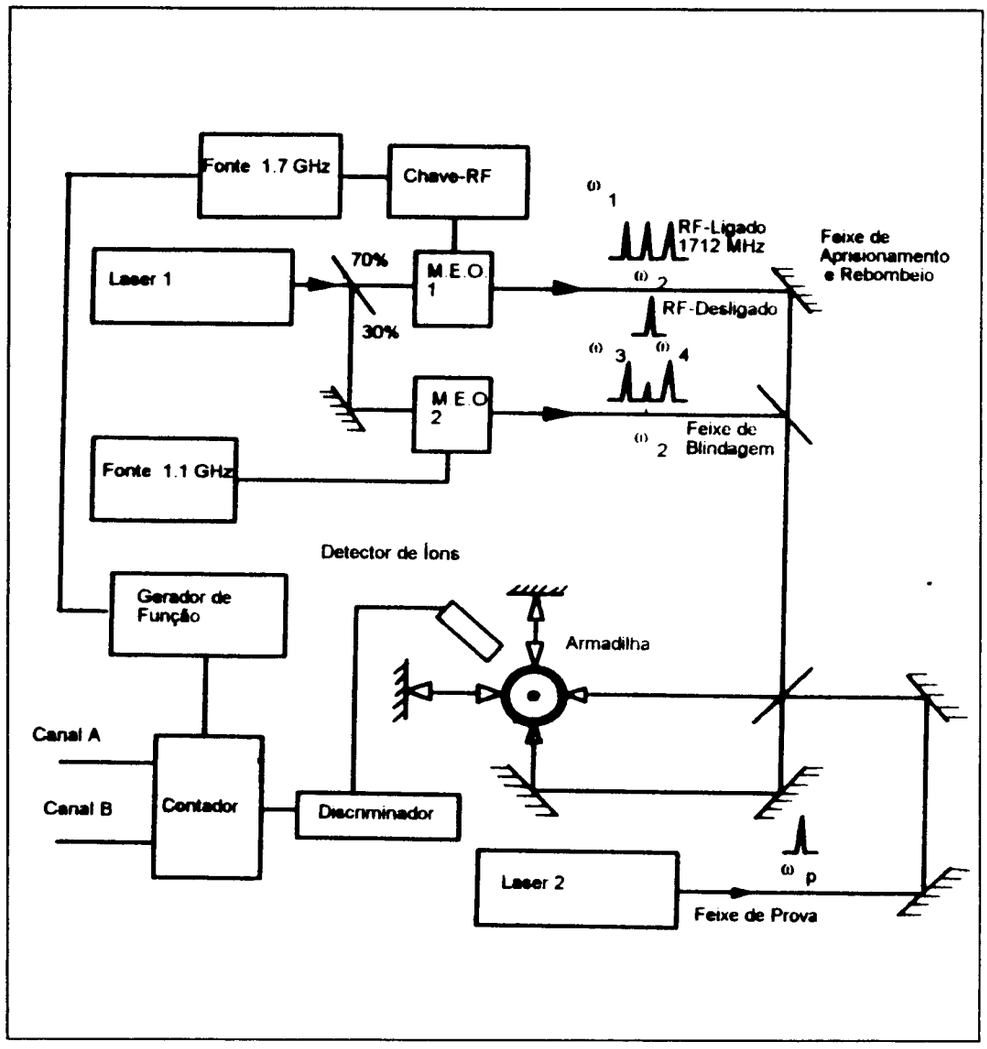


Fig. 24 - Diagrama esquemático para a demonstração de blindagem óptica no processo de fotoionização associativa. Do modulador 1 provêm os feixes para o aprisionamento, e do modulador 2 o feixe para a blindagem.

Sem considerar o efeito dos estados repulsivos, os átomos inicam a colisão em F=2 na presença de ω_p e ω_2. Neste processo os átomos absorvem primeiro fóton do laser de prova ω_p, aceleram e em seguida absorvem o fóton de freqüência fixa ω_2. Para fazer isto o aparato da fig. 18 sofreu uma modificação. O feixe laser responsável pelo aprisionamento (freqüência ω_2) foi dividido em dois. Aproximadamente 70% da potência (~500 mW) foi para o modulador 1 que introduz um "sideband" para o rebombeio (ω_1) , e é responsável pelo confinamento da amostra. Os restantes 30% (~200 mW) passa pelo modulador 2, o qual introduz "sidebands" azul e vermelho (ω_3 e ω_4 respectivamente) à 1120 MHz de cada lado da freqüência ω_2. Isto esta esquematizado na figura 24. Ambos moduladores eletro-ópticos (1 e 2) são extremamente eficiêntes, de modo que a intensidade da freqüência principal é igual à de cada um dos "sidebands" para o modulador 1, o modulador 2 quase aniquila a freqüência ω_2. O que nos permite obter uma intensidade de ~0.8 W/cm^2 para o feixe de blindagem (ω_3).

Com este aparato modificado podemos, na ausência do feixe que passa pelo modulador 2, reproduzir o espectro da figura 19a em função do laser de prova ω_p.

IV.3 - DEMONSTRAÇÃO DA BLINDAGEM

A figura 25 (linha cheia) mostra um espectro de íons em função da freqüência do laser de prova (ω_p-ω_1) na ausência do laser de blindagem. O "buraco" centrado em zero deve-se à pertubações causadas pelo laser de prova na amostra. Como se pode observar este espectro é uma reprodução fiel do da fig. 19b. O seu mecanismo está representado na figura 26b. A curva pontilhada refere-se ao espectro na presença do laser de blindagem ω_3 (e consequentemente ω_4). O feixe de blindagem altera de forma dramática as caracteríticas do espectro de três formas:

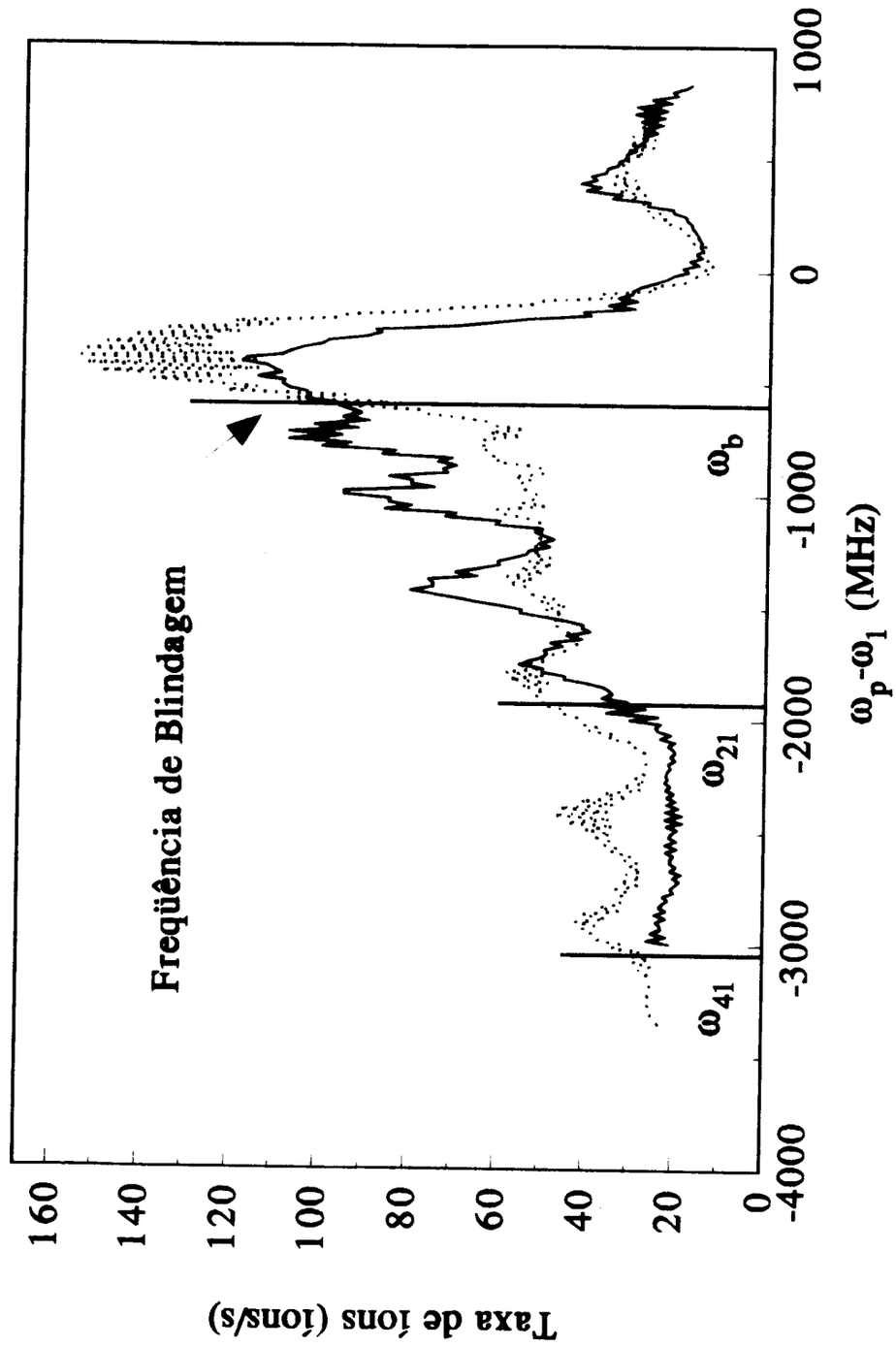


Fig. 25 - A linha sólida é o espectro normal sem o feixe de blindagem. A pontilhada é a mesma região espectral na presença do feixe de blindagem. A freqüência de blindagem é ω_b = -592 MHz. A freqüência limite para haver fotoionização associativa sem o feixe de blindagem é ω_{21} = -1922 MHz, como já foi explicado no capítulo III. A freqüência limite com o feixe de blindagem é ω_{41} = -3042 MHz, devido à presença de ω_4

i) Quando o laser de prova apresenta uma freqüência para o lado vermelho de $\omega_b = -(\omega_3 - \omega_1) = -592$ MHz, a taxa de produção de íons é reduzida por aproximadamente 30%; ii) Quando o laser de prova apresenta uma freqüência para o lado azul de ω_b, a taxa é aumentada aproximadamente pelo mesmo fator; iii) É possível observar mais estruturas vibracionais para freqüências abaixo da freqüência limite ω_{21}, onde $\omega_{21} = -(\omega_2 - \omega_1) - 210$ MHz = -1922 MHz. O termo 210 MHz deve-se ao nível de energia mais baixa do estado duplamente excitado ($3P_{3/2}(F=0)+3P_{3/2}(F=0)$). E esta estruturas avançam até $\omega_{41} = -(\omega_4 - \omega_1) - 210$ MHz = -3042 MHz.

Nós interpretamos este espectro modificado em termos dos potenciais e transições esquematizados na figura 26b, c e d. Na figura 26b temos um esquema da formação de íons na presença de ω_p e ω_2. Os átomos aproximam -se no potencial fundamental 2+2 (curva A), absorvem um fóton ω_p do laser de prova e fazem uma transição para os estados ligados do potencial atrativo (curva B). A transição ocorre à uma distância internuclear R_p, onde a energia do fóton é igual a diferença em energia entre a curva A e B. A distância onde ocorre a transição é denominada de ponto de "Condon". Em seguida o par acelera até alcançar R_2, onde a energia do fóton ω_2 é igual a diferença de energia entre as curvas B e D. Uma segunda absorção em torno de R_2 pode ocorrer, o que promove o par para o estado duplamente excitado (curva D). Neste potencial o par pode atingir a região interna, onde a autoionização pode ocorrer. Este é o processo normal de **PAI**.

Na figura 26c acrescentamos o laser de blindagem. Neste caso o laser de blidagem está para o azul de ω_p e seu ponto de "Condon" é menor que o do laser de prova ($R_p < R_b$). A rota normal de **PAI** é interrompida pelo laser de blindagem, o qual conecta o estado fundamental (curva A) para o estado repulsivo $+C_3/R^3$ (curva C) em torno do ponto R_b. Isto transfere população para o estado repulsivo e evita a aproximação dos pares, diminuindo a **PAI**.

Contudo, como mostrado nas figuras 26c e 26d ω_3 também conecta o estado atrativo (curva B) ao duplamente excitado (curva D) em R_b. Assim quando ω_p varre para o azul, ou seja apresenta um ponto de "Condon" maior que o do laser supressor ($R_p > R_b$), ocorre um aumento na **PAI**. Isto é devido ao fato que ambas freqüência ω_3 e ω_2 conecta o estado intermediário (curva B) ao estado duplamente excitado (curva D).

Ambas figuras 26c e 26d mostram que o "sideband" azul do modulador 2, ω_4, também conecta a curva B à curva D. E explica porque a freqüência limite para observação da estrutura vibracional na fig. 25 passa de ≈-1922 MHz (sem blindagem) para ≈-3042 MHz (com blindagem).

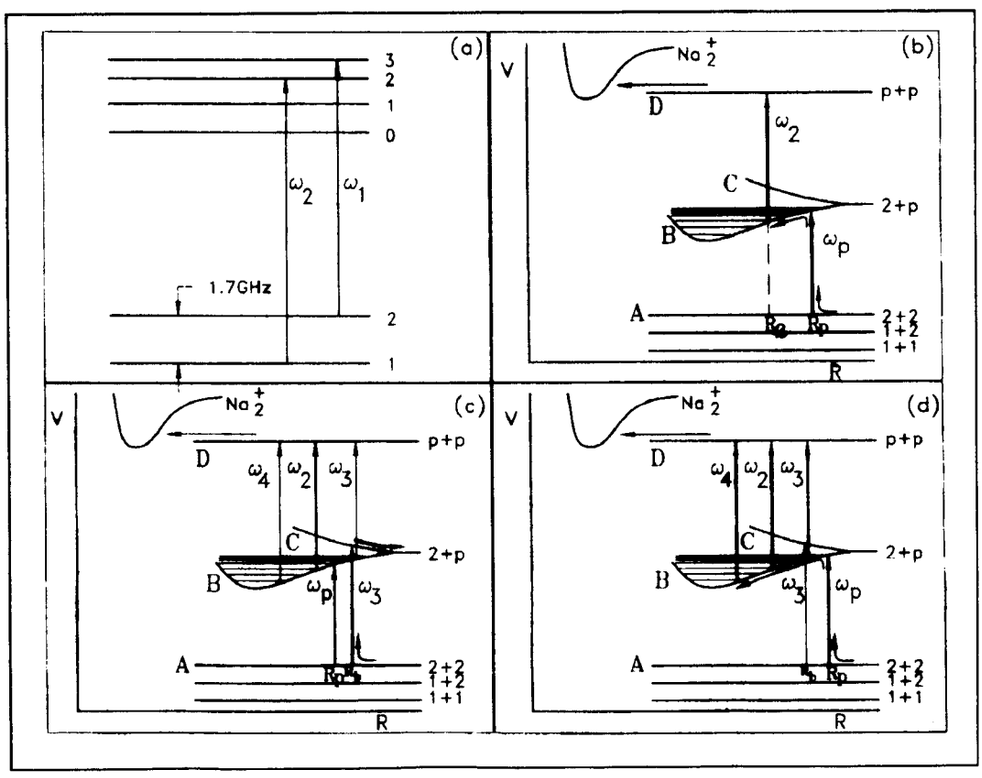


Fig. 26 - (a) Relação entre as freqüência de aprisionamento ω_1 e de rebombeio ω_2; (b) Freqüência de prova em ressonância com átomos cuja distância internuclear é menor que R_b. A rota normal é reduzida pelo fóton ω_3 que conecta o estado 2+2 ao repulsivo; (c) Freqüência de prova em ressonância com átomos cuja distância internuclear é maior que R_b. A rota normal é aumentada pelo fóton ω_3 que conecta o estado 2+p ao duplamente excitado

IV.4 - ESTUDO EM FUNÇÃO DA INTENSIDADE

Até o momento apenas demonstramos a possibilidade de realização da blindagem óptica através de estados moleculares repulsivos de longo alcance. O interessante seria estudar o comportamento deste processo com os parâmetros do feixe de blindagem (freqüência e intensidade). Contudo, o aparato montado (fig. 24) não permite que tais estudos sejam realizados devido as limitações impostas pelo modulador eletro-óptico no que se refere à freqüência e intensidade.

Para estes estudos faz-se necessário um laser extra. Felizmente conseguimos um laser de corante emprestado. Agradecimentos são feitos desde já aos professores da UNICAMP Daniel Pereira e Artêmio Scalabrin, por este empréstimo, pois viabilizou a realização deste e outros experimentos que estão sendo realizados em nosso laboratório.

O aparato experimental (fig. 27) tornou-se mais simplificado. Um laser é responsável pelo aprisionamento, um segundo é o laser de prova e o terceiro de blindagem. Novamente aqui operamos a armadilha no modo cíclico, que permite obter íons pelo mesmo mecanismo que usamos para demonstrar a blindagem. A diferença fundamental é que agora as freqüências do laser de prova e o de blindagem são fixas. Para o de prova ω_p-ω_1 = -1000 MHz e para o de blindagem ω_b-ω_1 = 600 MHz. Em nossas condições a intensidade total do laser de aprisionamento era de ~ 360 mW/cm^2, a do laser de prova de ~ 4.5 W/cm^2. A intensidade do laser de blindagem podia, através de um atenuador, variar no intervalo 0-8 W/cm^2.

Com isto foi possível obter o fator de blindagem $J(R_p)$ (onde R_p é a distância internuclear onde o laser de prova pode ser absorvido) em função da intensidade do feixe de blindagem. Os resultados experimentais são apresentados na figura 28 junto com uma teoria semiclássica baseada no modelo de Landau-Zener realizada por K.-A. Suominen et al. [49].

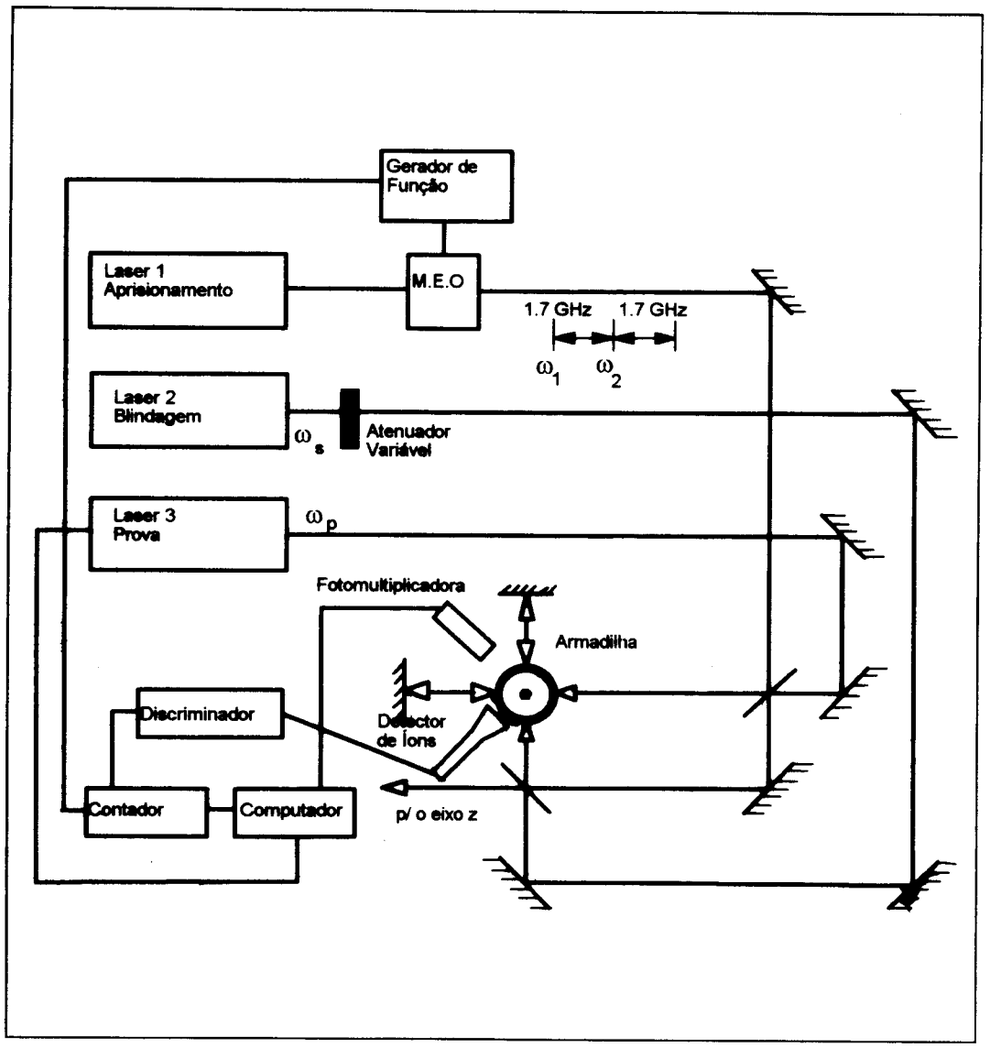


Fig. 27 - Diagrama esquemático do aparato experimental para determinar o comportamento do efeito de blindagem óptica em função da intensidade

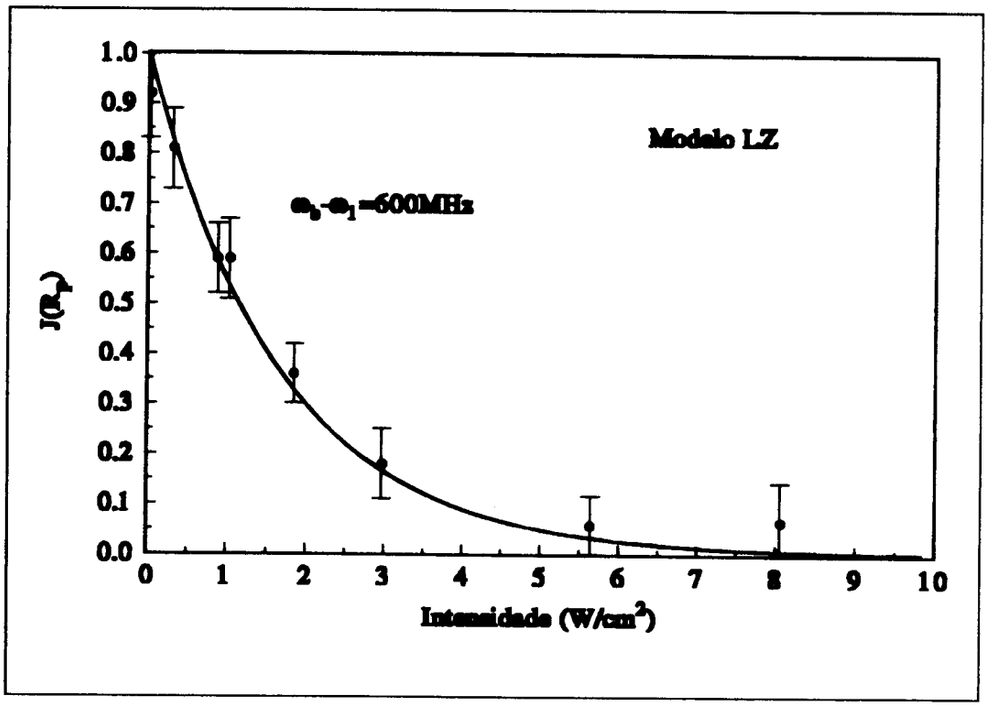


Fig. 28 - Dependência do fator de blindagem óptica com a intensidade do feixe de blindagem. A curva cheia refere-se à uma teoria baseada no modelo de Landau-Zener

O modelo considera trajetórias clássicas para o par atômico: i) seu movimento está sobre influência da força exercida pelo potencial; ii) e obedece as leis de Newton. Na figura 29 temos o diagrama dos potenciais moleculares (fundamental e excitado) vestidos com o campo do feixe de blindagem. Quando o par atinge o ponto de "Condon" R_b do laser de blindagem com um momentum **p**, há uma probabilidade do par ir para o estado repulsivo. Consideramos que o momentum do par é constante na região R_b. Desta forma podemos escrever a trajetória clássica como $dR/dt = p/\mu$ (onde μ é a massa reduzida) e podemos introduzi-lá no modelo de Landau-Zener [50 e 51]. Com isto substituímos a dependência linear no tempo pela espacial. Segundo este modelo a probabilidade P_e de excitação do par é:

$$P_e = 1 - \exp\left(-\frac{2\pi\hbar\Omega^2}{\alpha|p|/\mu}\right) \tag{25}$$

onde:

$$\alpha = \left|\frac{\partial[U_e(R) - U_g(R)]}{\partial R}\right|_{R=R_c} = 3\left(\frac{(\hbar\Delta)^4}{C_3}\right)^{1/3}$$

onde Ω a freqüência de Rabi do laser de supressão, $U_e(R)$ é o potencial para o estado repulsivo, $U_g(R)$ é o potencial para o estado fundamental e Δ é a diferença entre a freqüência do laser de blindagem e a da transição atômica.

A probabilidade P_g para o par continuar no estado fundamental e atingir a região interna é dada por:

$$P_g = 1 - P_e = \exp\left(-\frac{2\pi\hbar\Omega^2}{\alpha|p|/\mu}\right) \tag{26}$$

Neste cálculo não estamos considerando a emissão espontânea. O fator de blindagem $J(R_p)$, definido anteriormente, é igual a P_g.

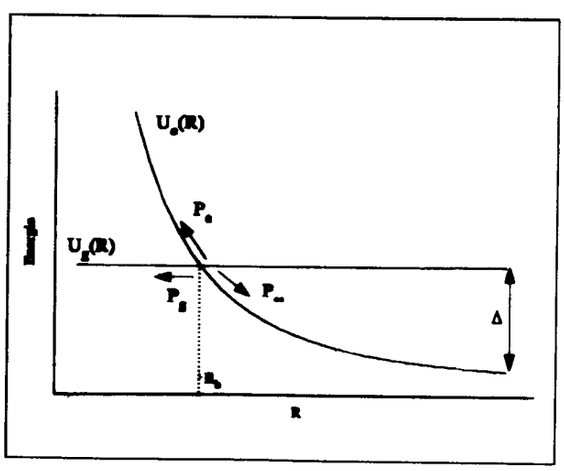


Fig. 29 - Diagrama esquemático do potencial fundamental e excitado repulsivo vestidos com o campo de radiação do laser de blindagem. Neste temos a probabilidade de transição para o estado excitado P_e, a probabilidade de continuar no estado fundamental P_g e a probabilidade de descer todo o potencial ganhando energia cinética P_∞.

Contudo, a transferência de população para o estado repulsivo gera uma transferência de energia para o par atômico. Pois, após ser excitado, o par continua o seu movimento no potencial repulsivo até parar e retornar. Se este par só decair após R_b o sistema adquirirá energia, o que resultará em um aquecimento da amostra. Isto é indesejável.

Para estimarmos este efeito consideremos a seguinte situação. Após o par ter seu movimento invertido pelo potencial repulsivo, ele passa uma segunda vez por R_b. Aí podemos aplicar novamente o modelo de Landau-Zener para calcular a probabilidade de emissão estimulada para o estado fundamental. Ao invés, preferimos calcular a probabilidade P_∞ deste par continuar no estado repulsivo e descer o potencial completamente, a qual é dada por:

$$P_\infty = P_e(1-P_e) \qquad \textbf{(27)}$$

Esta é a probabilidade do par sair da colisão com sua energia cinética acrescida de $h\Delta$. A partir das equações (25, 26 e 27) concluimos que a blindagem óptica será completa quando $P_g \rightarrow 0$ e $P_\infty \rightarrow 0$. Mas isto significa que para grandes Δ é necessária uma intensidade muito elevada para a blindagem completa ($\Omega^2 \alpha$ I). Se tentarmos compensar isto pela diminuição de Δ, nos confrontamos com o problema da interferência do laser de blindagem no funcionamento da armadilha. De qualquer forma, para altas intensidades o modelo preve que o estado excitado não será populado. Adiabaticamente os átomos iniciam no estado fundamental. Sentem o potencial repulsivo invertendo seu movimento (que neste ponto apresenta uma velocidade relativa baixíssima) e emergem no estado fundamental, com o sentido do movimento invertido. O processo pode ser visto como um fóton levando o sistema para o potencial repulsivo e outro retornando o par para o estado fundamental. Neste caso o sistema não é, sequer, excitado; constituindo uma blindagem verdadeira. Isto pode ter efeitos consideráveis em efeitos observáveis em amostras de átomos frios.

Neste experimento também nos concentramos no comportamento da fluorescência da amostra em função da intensidade do feixe de blindagem, quando os átomos estão na presença de ω_s, ω_1 e ω_2. Temos na figura 30 a razão entre a fluorescência dos átomos aprisionados na presença do feixe de blindagem (F_b) e na ausência (F_o) em função da intensidade do mesmo. Considerando que a fluorescência é proporcional ao número de átomos, observamos um aumento no número de átomos aprisionados devido à ação do laser de blindagem, que impede colisões que causam perdas. Contudo, nossas observações constataram que a densidade manteve-se constante. Este fato nos permite escrever as seguintes equações [25] para os números de átomos

$$N_o = \frac{L}{\gamma + \beta_o n_c}$$
$$N_b = \frac{L}{\gamma + \beta_b n_c} \qquad \textbf{(28)}$$

onde L é o termo responsável pela captura de átomos e consideramos que não se altera com a introdução do feixe de blindagem, pois este está muito afastado da transição; γ representa as colisões entre os átomos aprisionados e o gás resídual; n_c é a densidade da amostra; β_o representa as colisões entre os átomos aprisionados na ausência da blindagem e β_b na presença; N_o é o número de átomos na ausência da blindagem e N_b é na presença. Para nossa maior razão $N_b/N_o = 1.7$ temos as seguintes condições experimentais $\gamma = 0.16\ s^{-1}$, $\beta_o \approx 5 \times 10^{-11}\ cm^3\ s^{-1}$ e $n_c \approx 10^{10}\ cm^{-3}$; o que nos leva à $\beta_b \approx 2.2 \times 10^{-11}\ cm^3\ s^{-1}$. Ou seja uma redução de aproximadamente 60% em β. Isto evidencia que colisões entre átomos no estado fundamental e excitado estão sendo suprimidas. Um possível mecanismo está esquematizado na figura 31. Os átomos entram no potencial 2+2 e deixam a colisão no 1+2.

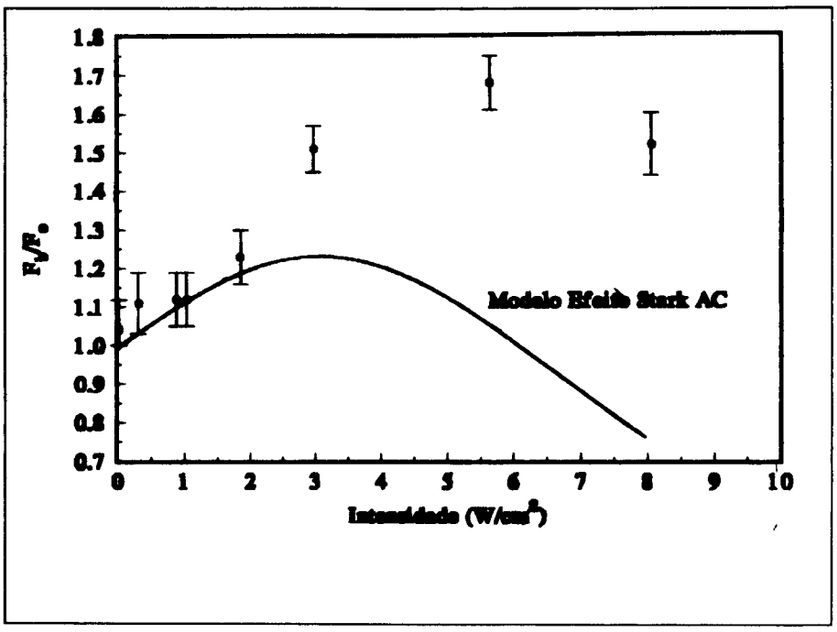


Fig. 30 - Razão entre a fluorescência de átomos aprisionados na presença (F_b) e na ausência do laser de blindagem (F_o) em função da intensidade do mesmo. A curva sólida representa o comportamento da fluorescência considerando o efeito Stark AC.

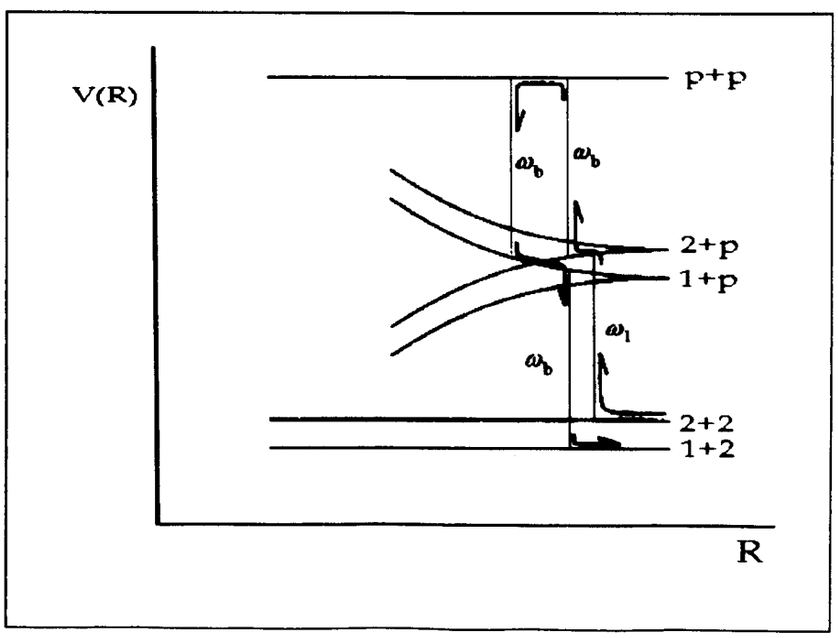


Fig. 31 - Esquema de transferência de população entre vários estados fundamentais e excitados que podem contribuir para a supressão das perdas por colisões em átomos frios

Contudo, devemos ter em mente que esta redução em β não foi medida mas apenas calculada a partir do aumento da fluorescência, o qual associamos diretamente ao número de átomos. Uma contribuição deste aumento pode ser devido ao efeito Stark AC.

O efeito Stark AC contribui com um deslocamento de freqüência, que é dado por [52]:

$$\delta_{Lb} = \frac{\Omega_b^2}{4\Delta_b} \tag{29}$$

onde Ω_b é a freqüência de Rabi do laser de blindagem e Δ_b é a diferença de freqüência entre o laser de blindagem e a transição atômica. A fluorescência dos átomos devido ao laser de aprisionamento e o deslocamento de freqüência é:

$$F = NG\frac{\Omega^2/2}{\left(\Delta + \frac{\Omega_b^2}{4\Delta_b}\right)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \tag{30}$$

onde N é o número átomos; G é o fator que leva em conta a energia do fóton, o tempo de vida do estado e o fator geométrico de coleta, Ω e Δ são os parâmetros do laser de aprisionamento. Como em nosso caso $\Delta < 0$, o deslocamento em freqüência pode por o átomo mais próximo de ressonância com o laser de aprisionamento. A intensidade do aprisionamento é de aproximadamente 100 mW/cm^2, ou seja, $\Omega \approx 28$ MHz [32]; Δ = -10 MHz e Δ_b = 600 MHz. Isto nos permite obter uma curva teórica da fluorescência em função do laser de blindagem (fig. 30) considerando o efeito Stark.

Desta podemos concluir que: i) o efeito Stark causa um aumento de aproximadamente 20% na fluorescência, nós observamos um aumento de 70%; ii) O decréscimo na fluorescência para altas intensidades pode ser causada pelo efeito Stark AC; iii) A diminuição nas perdas de átomos ainda é da ordem de 50%

Para avaliar a magnitude deste efeito e resolver-se este impasse é necessário medir β

de forma direta. No momento, experimentos para realização destas medidas estão sendo preparados.

V. OUTROS PROCESSOS ENVOLVENDO COLISÕES ULTRAFRIAS

Colisões ultrafrias na presença de radiação ressonante são sistemas interessantes de estudo pelo seu carácter puramente quântico. Fora isto, é esperado que elas desempenhem um papel importante na densidade limite para as armadilhas magneto-ópticas. O conhecimento desta densidade limite é importante para se estudar a possibilidade de observação da Condensação de Bose-Einsten em alcalinos.

Com intuito de entendermos os processos colisionais, que são capazes de limitar o número e a densidade em tais armadilhas, estudamos a evolução temporal do número de átomos aprisionados. O número de átomos, para o processo de carga [36], evolue segundo:

$$\frac{dN}{dt}=L-\gamma N-\beta\int n^2(r,t)\,d^3r \qquad \textbf{(31)}$$

onde N é o número de átomos, L é o termo associado a captura de átomos pela armadilha, γ está associado as colisões do gás residual dentro da câmara com os átomos aprisionados, β está relacionado com colisões entre átomos frios e n(r,t) é a densidade atômica. No início do processo de carga o volume da amostra de átomos frios é praticamente constante. Conforme cresce o número de átomos aprisionados, ou seja a densidade n(r,t), os fotons espalhados por um átomo passa a ser reabsorvido por seus vizinhos. Como resultado de tal processo temos que os átomos sentem uma força que os repelem. Este processo é conhecido como "espalhamento secundário de fotons". Nesta situação a densidade se mantem constante e o volume da amostra passa a crescer para acompanhar o crescimento no número de átomos aprisionados. Observamos que esta fase inicial corresponde a aproximadamente a 200 ms, enquanto o processo total dura mais de 2 s. Devido a isto, podemos reescrever a equação (31) como:

$$\frac{dN}{dt} = L - (\gamma + \beta n_c) N \qquad \textbf{(32)}$$

O termo β está associado a dois processos colisionais distintos. Um deles é conhecido como mudança de estrutura fina. Neste, temos que os átomos começam a colidir (fig. 32) com baixa velocidade relativa, no estado $3S_{1/2}$-$3S_{1/2}$. Esta colisão caracteriza-se por ser representada à longa distância por um potencial do tipo $-R^{-6}$, que é basicamente plano. À grande distância internuclear, o par absorve um fóton dos feixes de laser responsáveis pelo aprisionamento, indo para o estado $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$.

Este é representado por um potencial $-R^{-3}$ à longa distância, o que faz com que os átomos sejam acelerados um contra o outro. Se não houver decaimento espontâneo, os átomos irão atingir uma distância mínima, representada na fig. 32 pelo ponto A. E aí começam a se afastar.

Visto que o potencial molecular $3S_{1/2}$-$3P_{1/2}$ cruza o potencial $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$, é possível que quando os átomos atingirem esse ponto (B) na sua volta eles sigam o potencial $3S_{1/2}$-$3P_{1/2}$ ao invés do $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$. Como resultado temos que o par ganha em energia cinética a diferença entre $P_{3/2}$ e $P_{1/2}$. Como em geral essa energia é muito maior que a profundidade da armadilha temos que o par escapa dela. Para o caso do Sódio, cada átomo ganha 12k em energia cinética.

O outro processo é chamado de escape radiativo, o qual está representado na fig. 32. Após o par atômico absorver um fóton do laser (υ_1) a uma longa distância internuclear, este estará sujeito ao potencial $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$, que acelerará um contra o outro. Se ocorrer um decaimento espontâneo durante este processo de aceleração, o par emitirá um fóton (υ_2), o qual apresentará uma frequência menor que υ_1.

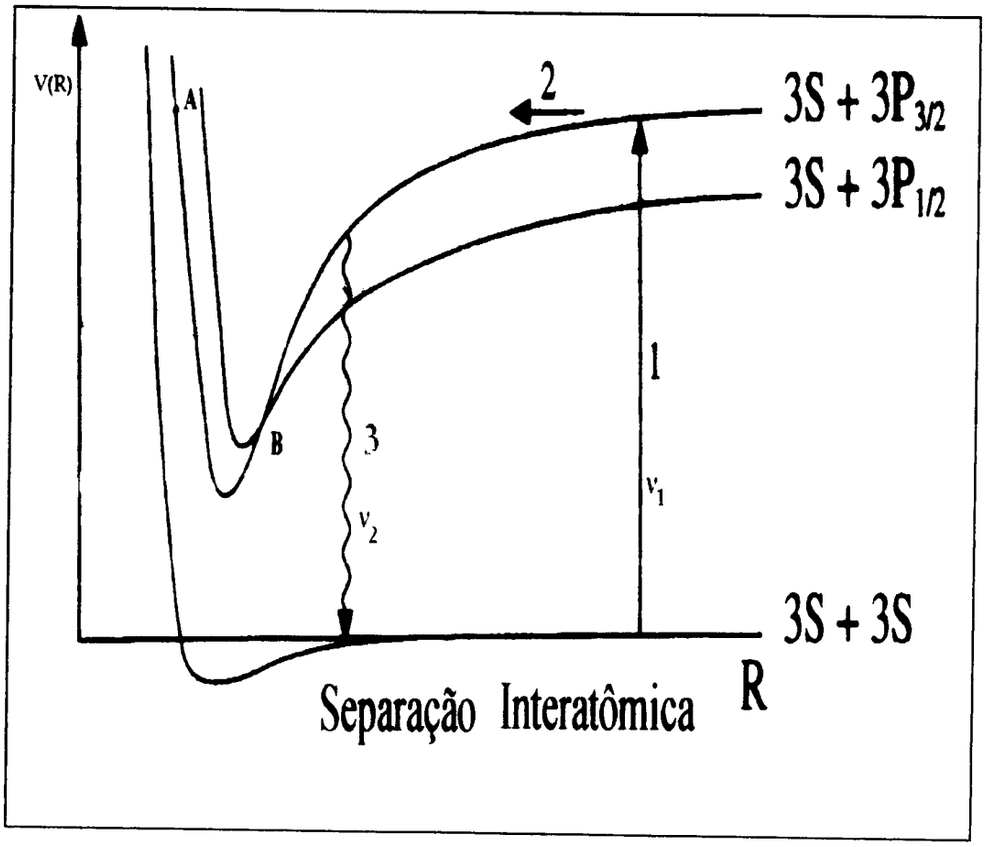


Fig. 32 - Diagrama esquemático dos processos inelásticos: (i) mudança de estrutura fina. O par entra no estado $3S_{1/2}$-$3S_{1/2}$, absorve um fóton (1) e vai para $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$. Continua a colisão (2) até o ponto A, e na volta no, ponto B, talvez mude para o potencial $3S_{1/2}$-$3P_{1/2}$. Aumentando assim sua energia cinética; (2) escape radiativo. O par vai para o estado $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$ com um fóton (1) υ_1, acelera (2) e quando decai emite um fóton υ_2 (3), onde $\upsilon_2 < \upsilon_1$. Assim o par atômico aumenta sua energia cinética em $h(\upsilon_1 - \upsilon_2)$.

Como resultado, a energia cinética do par será acrescida de $h(\upsilon_1 - \upsilon_2)$. Se a diferença for maior que a profundidade da armadilha o par escapa, caso contrário continua confinado.

V.1 - DEPENDÊNCIA COM A INTENSIDADE

Estamos interessados em realizar um experimento para verificar o comportamento dos processos colisionais entre átomos aprisionados (β) em função da intensidade dos feixes de aprisionamento. A motivação deste trabalho é a observação, feita pelos autores da referência 6, da independência de β com a intensidade. Isto é o contrário do esperado, pois tais processos dependem fortemente da população de átomos no estado excitado e esta por sua vez deve depender da intensidade dos feixes. Assim com a intenção de confirmar tal dependência realizamos este experimento. Da equação 32 temos que o número de átomos aprisionados é governado por:

$$N=N_o(1-e^{-(\gamma+\beta n_c)t}) \qquad \textbf{(33)}$$

Na figura 33 observamos algumas curvas do número de átomos na armadilha em função do tempo para diferentes intensidades dos feixes. Estas curvas foram obtidas ligando-se o laser no tempo t=0 e aquisicionando o sinal do detector através do computador. Devemos lembrar aqui que nossos feixes são gaussianos (cujo w~0.5 cm). As medidas foram realizadas para a armadilha do tipo I (freqüência principal na transição $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ e o "sideband" na transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$), a qual apresenta efeitos colisionais. Também podemos operar a armadilha tipo II (freqüência principal na transição $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ e o "sideband" na transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=0)$), a qual não apresenta efeitos colisionais como discutiremos.

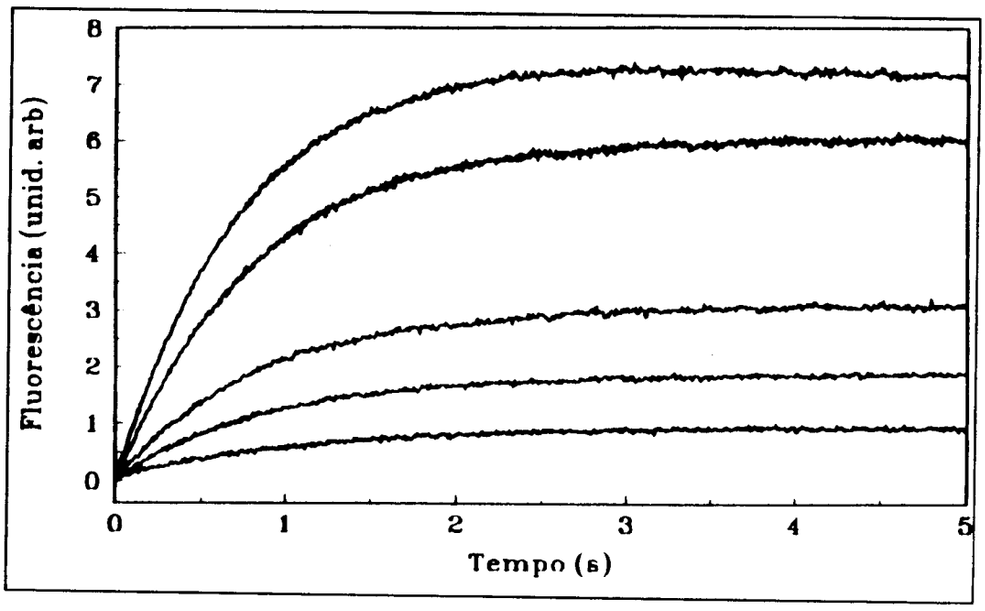


Fig. 33 - Curvas de carga da armadilha para diferentes intensidades para a armadilha tipo I

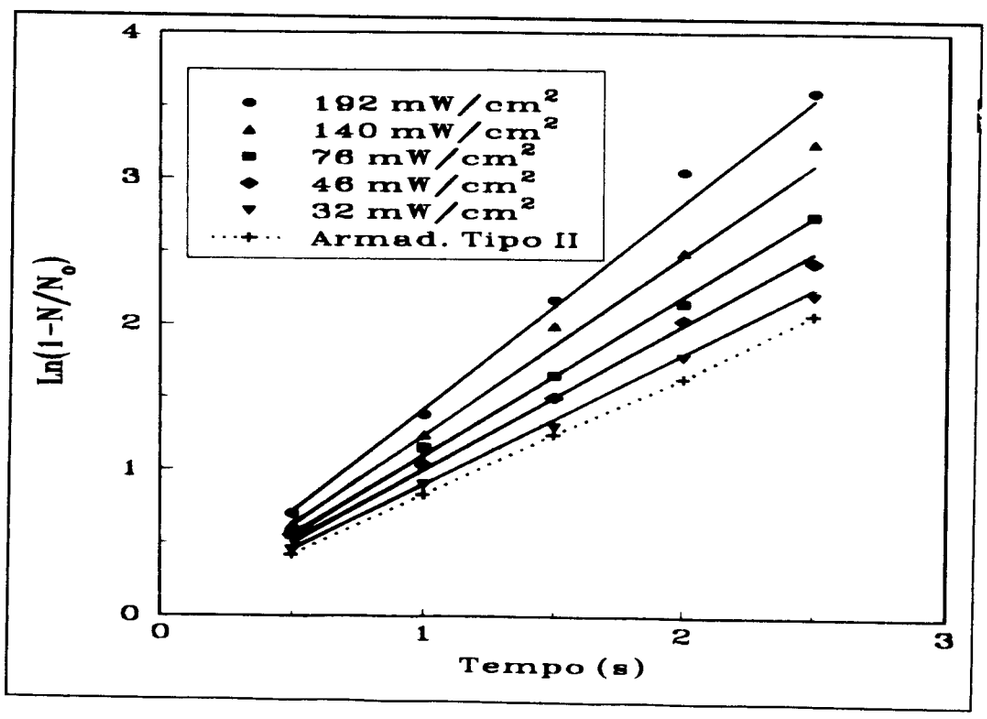


Fig. 34 - Gráfico do | ln(1-N/N_o) | em função do tempo para diferentes intensidades. A partir da inclinação destas retas podemos determinar $\gamma+\beta n_c$. A linha tracejada é a curva de carga para a armadilha tipo II, de onde extraímos γ

A partir das curvas da figura 33 podemos fazer um gráfico do $|\ln(1-N/N_o)|$ versus o tempo (figura 34), dos quais podemos obter $\gamma+\beta n_c$ para cada intensidade. É possível observar que as curvas apresentam um bom comportamento linear, desta forma confirmamos que a equação 33 representa bem o processo. Ainda mais, que a fase inicial do processo de carga, onde a densidade não é constante, pouco influencia o processo, pois as curvas de carga só apresentam um comportamento não-linear para tempos menores que 200ms. Dos gráficos da fig. 34 obtemos $\gamma+\beta n_c$ para diferentes intensidades. Mas a partir daqui nos defrontamos com um problema, pois não conhecemos dois parâmetros γ e n_c. O procedimento para obter a densidade n_c já foi discutido no capítulo III. Para condições normais de operação (potência total de cada feixe da ordem de 30 mW e $\Delta\approx$-10 MHz) temos que a amostra Tipo I apresenta um volume da ordem de 10^{-4} cm^3, 10^6 átomos e uma densidade da ordem de 10^{10} átomos/cm^3

Mas ainda temos que determinar γ . Para isto desenvolvemos dois método distintos. Um deles consiste em apenas plotar $\gamma+\beta n_c$ como função da intensidade (figura 35). Deste gráfico podemos observar que a partir de uma dada intensidade (< 30mW/cm^2) o termo $\gamma+\beta n_c$ tende para um valor constante. Devido ao fato desta região se caracterizar por um pequeno número de átomos aprisionados e baixa densidade, esperamos que quase não existem processos colisionais entre átomos aprisionados, ou seja o termo $\beta n_c \rightarrow 0$. Desta forma podemos disser que o valor assintótico do gráfico da figura 33, é igual a γ, já que apenas colisões entre átomos frios e quentes do gás residual existem neste regime de intensidades.

O outro método é usar a armadilha tipo II, a qual apresenta um volume da ordem de 10^{-2} cm^3, 10^6 átomos e uma densidade de 10^8 átomos/cm^3. A esta densidade não é esperado haver efeitos colisionais entre átomos frios. Assim para a amostra tipo II a equação de carga é dada por $N=N_o(1-e^{-\gamma t})$.

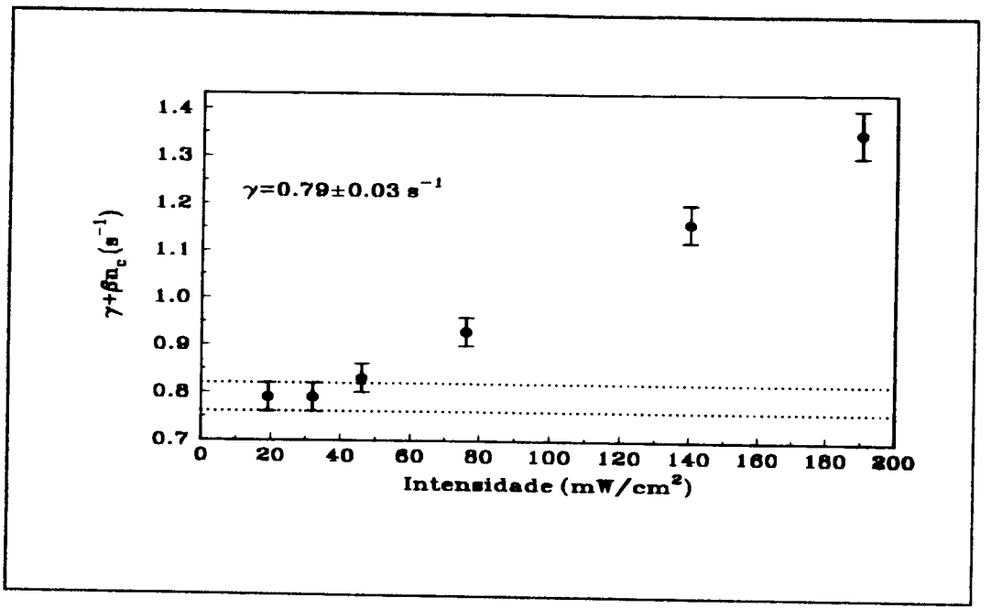


Fig. 35 - Gráfico de $\gamma+\beta n_c$ em função da intensidade dos feixes de aprisionamento para a armadilha tipo I. Podemos observar que $\gamma+\beta n_c$ tende para um valor limite para baixas intensidades

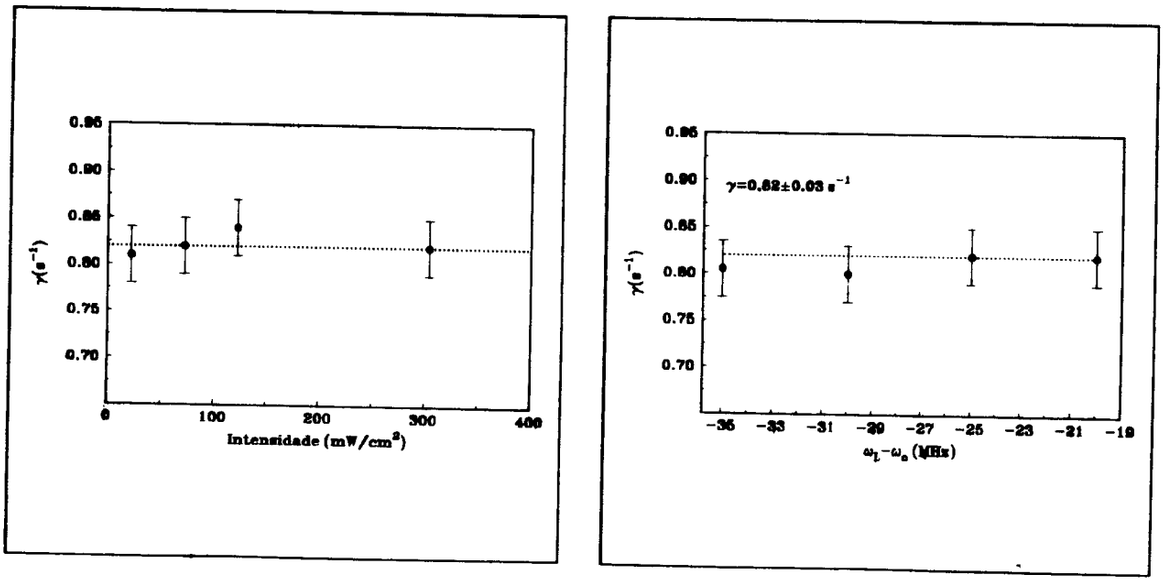


Fig. 36 - Gráficos de γ em função da intensidade e da freqüência do laser principal para a armadilha tipo II. Podemos observar que γ é independente deste parâmetros. Neste caso ω_o refere-se a transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$.

Como não há colisão entre átomos frios γ não pode depender da intensidade dos feixes, nem da freqüência do laser. Os gráficos da figura 36 mostram que γ independe da intensidade e da freqüência do laser. Devemos lembrar que a reta com a menor derivada da figura 34 pertence à amostra tipo II. Neste gráfico, conforme as colisões vão se tornando menos importantes na amostra tipo I, com a diminuição da intensidade, observamos que esta apresenta um $\gamma+\beta n_c$ que se aproxima do γ medido na amostra tipo II.

Como é possível observar desenvolvemos dois métodos distintos para medida de γ que concordam muito bem um com o outro. Já que conhecemos γ e n_c para cada intensidade podemos montar uma tabela de intensidade e β (tabela III).

Intensidade (mW/cm^2)	$\beta(10^{-11}\ cm^3/s)$
304	7.6 ± 2.0
222	5.8 ± 2.0
122	3.7 ± 1.8
50	2.9 ± 0.8
222	8.9 ± 1.0
122	6.0 ± 1.2
72	5.9 ± 0.8

Tabela III - Valores de β para diferentes intensidades para a armadilha tipo I

Intensidade (mW/cm^2)	$\beta(10^{-11}\ cm^3/s)$
192	3.8 ± 1.4
192	2.9 ± 1.4
140	3.0 ± 1.0
76	1.16 ± 0.6
46	0.0 + 0.5
32	0.0 + 1.0
19.2	0.49 ± 0.3
192	3.9 ± 1.1
140	2.7 ± 1.0
76	1.9 ± 0.5
46	3.2 ± 1.0
32	2.9 ± 0.8
20	2.0 ± 0.7

Tabela III (continuação) - Valores de β para diferentes intensidades para a armadilha tipo I

Na figura 37 mostramos um gráfico de β em função da intensidade dos feixes de aprisionamento para a armadilha do tipo I. O fator responsável pelas grandes barras de erros no gráfico da fig. 35 é a nossa imprecisão na medida do volume da amostra fria. O volume depende dos parâmetros experimentais e do alinhamento dos feixes, podendo apresentar a forma de um elipsóide de revolução ou de um cilindro. Em verdade nosso problema não é a medida das dimensões, mas sim reconhecer a forma da amostra. Neste gráfico também temos uma curva teórica no modelo da equação óptica de Bloch realizada por P. Julienne. Como já discutimos este modelo no capítulo III não o faremos novamente aqui. O modelo e o experimento apresentam uma concordância satisfatória.

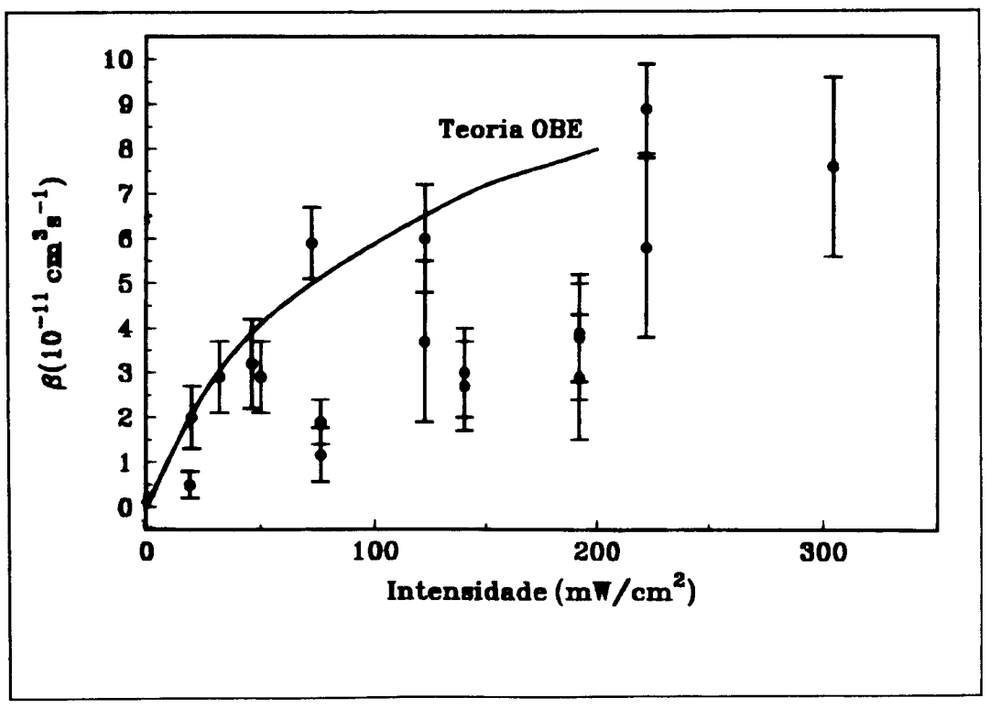


Fig. 37 - Gráfico de β em função da intensidade dos feixes de aprisionamento para a armadilha tipo I. As grandes barras de erro advêm da forma irregular da amostra atômica

V.2 - DEPENDÊNCIA COM A FREQÜÊNCIA

V.2.1 - MODELO DE GALLAGHER-PRITCHARD

Nesta secção vamos apresentar o modelo de G-P [37], o qual é muito semelhante em suas idéias básicas ao modelo de ionização associativa em quatro etapas apresentado no capítulo III. Aqui vamos ignorar a estrutura hiperfina e consideraremos que o laser está a várias larguras de linha para o vermelho da transição atômica. O potencial de interação para o estado intermediário para um par atômico será considerado como sendo $-C_3/R^3$. A teoria "quase-estática" permite escrever β como:

$$\beta \alpha \int_0^\infty 4\pi R_o^2 dR_o \epsilon(\omega_L, R_o) P(R_o) \tag{34}$$

com:

$$\epsilon(\omega_L, R_o) = \frac{(\Gamma/2)^2}{1 + \frac{4}{\Gamma^2}\left(\Delta + \frac{C_3}{\hbar R_o^3}\right)^2}$$

onde $\Delta = \omega_L - \omega_o$, sendo ω_L a freqüência do laser e ω_o do átomo; R_o é a distância internuclear, Γ a largura de linha e $P(R_o)$ é a probabilidade de um par atômico excitado à R_o escapar da armadilha. Para grandes valores de Δ, a função $\varepsilon(\omega_L, R_o)$ é centrada acentuadamente em $R_o=R_L$, onde $\omega_L - \omega_o = \Delta = -C_3/\hbar R^3_L$. A equação (34) pode ser reescrita como:

$$\beta \alpha \frac{4\pi R_L^2}{\left|\frac{d\Delta}{dR}\right|_{R=R_L}} \frac{\Gamma}{4} P(R_o) \tag{35}$$

ou

$$\beta\alpha\Delta^{-2}P(R_o)$$

Em seguida precisamos calcular a probabilidade de perda. Após a excitação, à grande distância internuclear R_L, os átomos sofrem uma aceleração pelo potencial atrativo $3S_{1/2}$-$3P_{1/2}$. Calcularemos primeiro para este potencial, pois nele não há mudança de estrutura fina. A aceleração é rápida o suficiente para que possamos neglegenciar as velocidades térmicas iniciais. O movimento é tratado classicamente. Se a emissão espontânea ocorrer antes dos átomos alcançarem $R = R_T$, onde R_T é a distância tal que a energia cinética adquirida pelos átomos é igual a duas vezes a profundidade da armadilha, os átomos ainda serão confinados pela mesma. Contudo, se os átomos alcançarem R_T sem decair e subsequentemente decaírem na região $0 < R < R_T$, eles deixarão a armadilha.

Definindo t_o como o tempo clássico necessário para o par ir de $R = R_L$ à $R = R_T$; t_1 como o tempo para ir de $R = R_T$ à $R = 0$, e Γ como a taxa de decaimento espontâneo, a probabilidade de perda para uma órbita simples $R = R_L$ até $R = 0$ e a volta é dada por $\exp(-\gamma t_o)[1-\exp(-2\gamma t_1)]$. Considerando a probabilidade para todas as possíveis órbitas repitidas, esta torna-se [38]:

$$P=\frac{\sinh(\Gamma t_1)}{\sinh(\Gamma(t_o+t_1))} \tag{36}$$

O tempo de meia órbita é o tempo para ir de R_L à 0 e é calculado considerando que o par "desce" um potencial $-C_3/R^3$:

$$t_o+t_1=1.4\left(\frac{\mu}{2}\right)^{1/2}\int_0^{R_L} dR\left(\frac{C_3}{R^3}-\frac{C_3}{R_L^3}\right)^{-1/2} \tag{37}$$

Assim $t_o+t_1=(-\Delta_\tau/\Delta)^{5/6}/\Gamma$, onde $\Delta_\tau=(C_3/\hbar)(\mu\Gamma^2/2C_3)^{3/5}$ (μ é a massa reduzida do par). O fator 1.4 compensa efeitos da velocidade inicial [37]. Como estamos interessados nos casos

onde $R_L^3 \gg R_T^3$, isto implica que $t_o \gg t_l$, e que t_l é independente do detuning. A dependência da taxa de perda em função da freqüência do laser é dada por:

$$\beta \propto [\Delta^2 \sinh[(-\Delta_\tau/\Delta)^{5/6}]]^{-1} \tag{38}$$

que apresenta um máximo à $\Delta = -0.36\ \Delta_\tau$. Para ampliar nossas considerações para o potencial $3S_{1/2}$-$3P_{3/2}$ é preciso considerar agora a possibilidade de ocorrência de mudança de estrutura fina [40]. A probabilidade de perda se modifica e o parâmetro β passa a ser dado por:

$$\beta \propto \frac{e^{-(\Delta_\tau/\Delta)^{5/6}}}{(1-(1-n_j)\,e^{-2(\Delta_\tau/\Delta)^{5/6}})\,\Delta^2} \tag{39}$$

onde n_j é a probabilidade do par sofrer uma mudança de estrutura fina quando se encontra em uma região de pequenas distâncias internucleares.

Este modelo prevê comportamentos similares para as perdas nos potenciais $S_{1/2}$+$P_{1/2}$ e $S_{1/2}$+$P_{3/2}$, e fornece uma forma direta de teste através das equações (38) e (39). Como a armadilha só funciona em um curto intervalo de freqüência é necessário o acréscimo de um laser extra, chamado de laser de catálise [36], para a obtenção do comportamento das perdas com a freqüência do laser. Mas o acréscimo deste laser extra pode causar problemas de bombeamento óptico se estiver sintonizado próximo a um dos estados hiperfinos do nível excitado. Isto pode dificultar a interpretação dos resultados. Recentemente experimentos próximos as linhas D2 do Cs e Rb [8,36] apresentaram estas dificuldades. Nestes casos isto ocorre porque Δ_τ = 115 MHz é muito similar em magnitude à separação dos estados hiperfinos excitados nestes alcalinos. Só recentemente experimentos realizados na linha D1 permitiu solucionar tal problema, pois nesta linha os estados excitados são apenas dois e bem separados [38]. Esperamos que a interpretação dos resultados para o caso do sódio seja mais simples, tanto na linha D1 como na D2, pois Δ_τ = 240 MHz para este alcalino e sua estrutura

hiperfina do estado excitado é menor.

V.2.2 - RESULTADOS VIA TÉCNICA DO LASER DE "CATÁLISE"

Estudamos colisões no estado intermediário iluminando os átomos da armadilha tipo I na presença do laser de aprisionamento com um laser de catálise independente. Este é sintonizado no intervalo -1000 MHz $< \Delta < 0$ MHz das transições $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ (linha D2) e $3S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 3P_{1/2}(F=1)$ (linha D1) (ω_5). O laser de catálise causa uma perda colisional adicional no número de átomos aprisionados. No caso estacionário o número de átomos aprisionados é $N=L / (\gamma_t+\beta(\Delta, I)n_c f)$, onde L é a taxa de aprisionamento, γ_t é a perda colissional sem o laser de catálise (neste termo temos a contribuição do gás residual mais a perda causada pelo laser aprisionador), $\beta(\Delta, I)$ é a taxa de perda devido ao laser de catálise, e depende da freqüência (Δ) e intensidade (I) deste. E f é um fator que leva em consideração o desvio da distribuição de densidade dos átomos aprisionados de uma densidade uniforme n_c [38]. Foi determinado experimentalmente que [25] que $\beta(\Delta, I)$ pode ser escrito como $\beta(\Delta, I) = \beta'(\Delta)I/I_o$, onde I_o é uma intensidade arbitrária. Como n_c e f apresentam uma fraca dependência [41] com N, podemos obter a dependência de $\beta(\Delta, I)$ no estado estacionário. O procedimento é ajustar a intensidade do laser de catálise para cada valor de freqüência de modo a manter o número de átomos aprisionados constante, ou seja, $\beta(\Delta, I)$ = constante.

Se $I_c(\Delta)$ é a intensidade necessária para manter constante o número de átomos, e $\beta'(\Delta)$ $I_c(\Delta) \propto$ const. então podemos extrair o comportamento de β em função da freqüência. Nos gráficos da figura 38a e b temos o comportamento de β em função da freqüência do laser catálise para as linhas D1 e D2 do sódio respectivamente.

Através dos gráficos notamos uma boa concordância entre experimento e teoria para

ambas as linhas (D1 e D2). Isto já era de certa forma esperado, visto que Δ_r é considerável para o sódio, e a sua estrutura hiperfina para os estados excitados é pequena, no caso da linha D2, comparada aos demais alcalinos (Cs e Rb). Isto talvez ponha em dúvida a importância da estrutura hiperfina do estado excitado nos processos de perdas de átomos de sódio em armadilhas.

Também podemos observar que as diferenças entre o comportamento de β para a linha D1 e D2 são muito pequenas. E mesmo a teoria prediz um comportamento muito similar entre estas situações. Mas ainda temos um dilema. Qual é o mecanismo mais importante: mudança de estrutura fina ou escape raditivo? Uma forma de tentar resolver esta ambigüidade é medir a contribuição extra na perda $\beta(\Delta, I)$ causada por um laser de catálise sintonizado na linha D1, e medir a contribuição $\beta(\Delta, I)$ causada por um laser de mesma intensidade sintonizado na linha D2, sob as mesmas condições.

A contribuição para perda devido ao laser de catálise foi de : $\beta(\Delta, I) = 1.0 \pm 0.2 \times 10^{-11}$ cm^3/s^{-1} para a linha D2 e de $\beta(\Delta, I) = 0.8 \pm 0.2 \times 10^{-11}$ cm^3/s^{-1} para a linha D1. Isto para $\Delta = -300MHz$, para ambas as transições citadas anteriormente, e uma intensidade de $I = 1.35 W/cm^2$. Iste resultado sugere que o mecanismo de escape radiativo é pode ser mais importante que o de mudança de estrutura fina. Pois o valor medido em D1 está muito próximo do medido na linha D2, e como sabemos, o laser de catálise na linha D1 só pode causar escape radiativo.

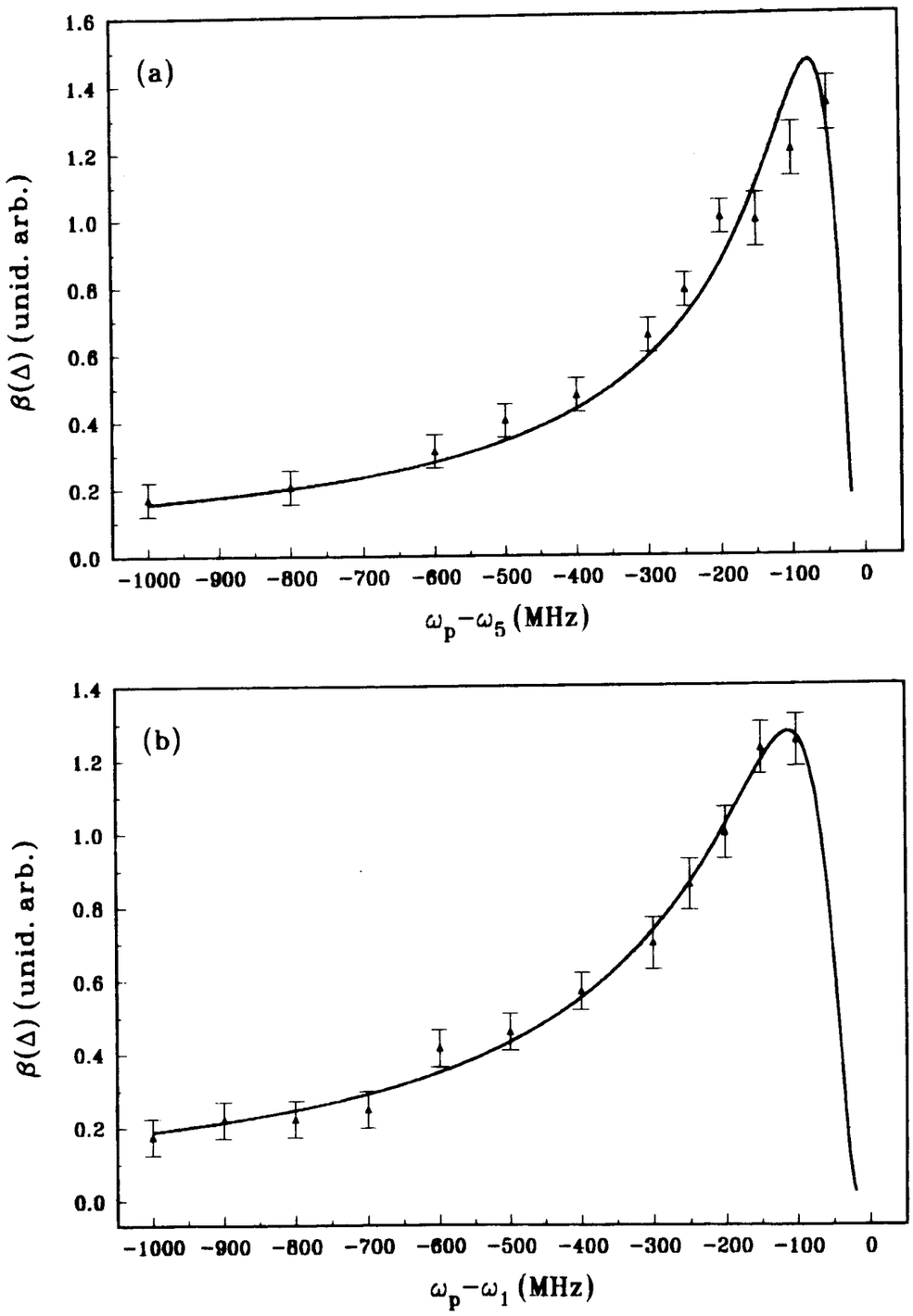


Fig 38 - (a) Comportamento de β(Δ, I) em função da freqüência do laser de catálise para a linha D1 do sódio; (b) Mesmo resultado para a linha D2 do sódio. Tanto em (a) quanto (b) as curvas cheias representam o modelo G-P. No caso da (b) $n_j = 0.16$ [37]

VI. CONCLUSÕES

Realizamos medidas da constante K_{PAI} do processo de fotoionização associativa [44] entre átomos de sódio confinados em uma armadilha magneto óptica. Estas colisões representam um tipo de colisão dissipativa, onde a energia do subsistema átomo mais laser de aprisionamento não é conservada devido a emissão espontânea para os modos do vácuo. Estas colisões servem como protótipo para o estudo das propriedades de sistemas abertos fora do equilíbrio acoplados à um reservatório. Além do estudo de propriedades de condução e transporte em sistemas mesoscópicos e macroscópicos, onde irreversibilidade está presente.

Nosso trabalho foi a primeira observação direta do processo de fotoionização associativa com duas cores que permitiu observar os vários passos do processo [30]. Além disto, o estudo constituiu a primeira demonstração da importância do decaimento espontâneo em colisões ultrafrias. Também permitiu pela primeira vez a observação de estados moleculares ligados de longo alcance [34].

No campo de blindagem óptica também realizamos a primeira demonstração de sua existência via fotoionização associativa [45]. Numa primeira versão só foi possível observar o efeito devido à limitações experimentais. Mas após a obtenção de um laser extra, foi possível obter o comportamento do fator de blindagem em função da intensidade [53]. Comportamento que pode ser muito bem explicado por um modelo simples de transição de Landau-Zener. Até o momento esta boa concordância teoria-experimento não é bem compreendida do seu ponto de vista fundamental, visto que nosso sistema de potenciais é muito mais complexo do que o incluído na teoria. Este modelo nos permite prever que para baixas intensidades haverá transferência de população para o estado repulsivo e consequentemente aquecimento da amostra. Contudo, para altas intensidades a fração

transferida para o estado repulsivo será pequena e praticamente todos os átomos no estado fundamental serão repelidos em R_b. Qualquer colisão inelástica que ocorra em regiões $R < R_b$ serão suprimidas, enquanto as elásticas no estado fundamental serão acrescidas.

Os processos que causam perdas nas armadilhas, até o momento, só foram tratados de uma forma fenomenológica. Nossa contribuição neste campo inicialmente foi mostrar que os autores da referência [6] cometeram algum engano em seus resultados. A outra é que desenvolvemos dois métodos distintos [25] para medidas das colisões com átomos do gás de fundo.

Obtivemos também as primeiras curvas do comportamento das perdas em função da freqüência do laser para a linha D1 e D2 do sódio. Aparentemente estas curvas demonstram que a estrutura hiperfina não é fundamental nestes processos, ao contrário do que já foi demonstrado para Cs e Rb. A justificativa para isto é o fato da estrutura hiperfina do estado excitado do sódio ser menor do que estes alcalinos.

Embora não tenhamos resolvido a questão sobre qual é o mecanismo mais importante para perdas no caso do sódio. Obtivemos as primeiras evidências, através da técnica de catálise, de que o escape radiativo é o que mais contribue para as perdas. Para elucidar a questão de forma definitiva estamos realizando alguns experimentos.

Em relação à futuros experimentos temos algumas sugestões. Na área de fotoionização associativa há vários experimentos a realizar, de modo a esclarecer alguns pontos. Entre eles podemos apontar a dependência de K_{PAI} com a freqüência do laser e com a temperatura da amostra. Tais resultados podem indicar o caminho que a teoria deve tomar para descrever o efeito.

Com relação à fotoionozação com duas cores, um dos próximos experimentos é estudar a distribuição dos estados vibracionais dos ions Na_2^+ produzidos pela amostra atômica em

função da freqüência dos lasers. Um outro é o estudo de pacotes de onda no potencial intermediário atrativo. Neste experimento os átomos são excitados por um pulso curto de luz intensa, andam no potencial intermediário atrativo até curtas distâncias. Aí recebem mais um pulso que os excitam para o potencial da molécula ionizada.

Os próximos estudos na área de blindagem incluem dependência com a freqüência e polarização do feixe de blindagem. E a influência no número de átomos aprisionados. Estes estudos devem nos provir com informação suficiente para viabilizar o emprego desta técnica para aumentar número e densidade nas armadilhas. Na área de perdas, ainda falta determinar qual mecanismo é dominante. Para isso pretendemos realizar o seguinte experimento. Acrescentamos um laser na transição $3P_{1/2} \Rightarrow 5S_{1/2}$, assim o átomo que sair da armadilha no estado $3P_{1/2}$ absorverá um fóton e irá para o estado $5S_{1/2}$. Neste estado, absorve mais um fóton de mesma freqüência e vai para o contínuo, formando um íon, o qual pode ser detectado. Desta forma pretendemos determinar a população que abandona a armadilha no estado $3P_{1/2}$.

O campo de colisões ultrafrias ainda é muito recente e há várias questões em aberto, tanto do ponto de vista experimental quanto teórico. Os avanços neste campo poderão, sem dúvida, serem aplicados em várias áreas. De metrologia de alta precisão à busca da Condensação de Bose-Einstein. E também determinarão o futuro das armadilhas atômicas. O trabalho apresentado aqui é apenas o começo da camhinhada em direção a este futuro.

VII. REFERÊNCIAS

[1] R. Frisch, Z. Phys. **86**, 42 (1933)

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

[3] V.Bagnato *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2194 (1987)

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

[6] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, S. Chu, E.L. Raab, D.E. Pritchard, Opt. Lett. **13**, 452 (1988)

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

[8] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, C. Weiman, Phys. Rev. Lett. **63**, 961 (1989)

[9] C. D. Wallace *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 897 (1992)

[10] J. Weiner, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2270 (1989)

[11] A. Gallagher, Phys. Rev A **44**, 4249 (1991)

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

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

[14] A. Ashkin and J.P. Gordon, Opt. Lett. **8**, 511 (1983)

[15] R.J. Cook, Phys. Rev A **22**, 1078 (1980)

[16] S. Chu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986)

[17] W. Katterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, A. Martin, D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993)

[18] K. Gibble, S. Chu, Phys. Rev. Lett. **70**, 1771 (1993)

[19] C. Monroe, E. Cornell, C. Sackett, C. Myatt, C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **70**, 414 (1993)

[20] T. Walker, D. Sesko, C. Monroe, C. Wieman, AIP Conf. Proc. **205**, 593 (1989)

[21] P. Julienne, J. Vigue, Phys. Rev. A **44**, 4464 (1991)

[22] Y. Band, P. Julienne, Phys. Rev. A **46**, 330 (1992)

[23] D. Hoffmann, P. Feng, T. Walker, J. Opt. Soc. Am., to be published

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

[25] J. Kawanake, K. Shimizu, H. Tanaka, F. Shimizu, Phys. Rev. A **48**, R883 (1993)

[26] R.A. Cline *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 632 (1994)

[27] L.P. Ratliff, M.E. Wagshul, P.D. Lett, S.L. Rolston, W. Phillips, J. Chem. Phys. **101**, 2638 (1994)

[28] M. Wagshul, Y. Uang, G. Pichler, Phys. Rev. Lett. **41**, 1164 (1978)

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

[30] J. Keller, R. Bonanno, M. X. Wang, M.S. de Vries, J. Weiner, Phys. Rev A **33**, 1612 (1989)

[31] L. Marcassa, D. Milori, M. Oriá, G.I. Surdutovich, S. C. Zílio, V. Bagnato, Braz. J. Phys. **22**, 3 (1992)

[32] P. M. Farrel *et al.*, Phys. Rev. A **37**, 4240 (1988)

[33] P. Julienne (private communication)

[34] V. Bagnato *et al.*, Laser Phys. (Special Issue in Cooling) **4**, 1062 (1994)

[35] Reginaldo Napolitano (private communication)

[36] D. Hoffmann, P. Feng, R.S. Williamson III, T. Walker, Phys. Rev. Lett. **69**, 753 (1992)

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

[38] M.G. Peters, D. Hoffmann, J.D. Tobiason, T. Walker, Phys. Rev. A **50**, R906 (1994)

[39] C.J. Cooper, Europhys. Lett. **28**, 397 (1994)

[40] M. Tereza de Araujo, "Medidas das Constantes de Mola, de Amortecimento e da Temperatura para átomos aprisionados e para uma de suas variantes espaciais" , tese de doutorado apresentada em 1995, no Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo

[41] D. Milori *et al.*, a ser publicado

[42] T. Walker, P. Feng, to be published in Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics, vol. 34, B. Bederson and H. Walther, eds.

[43] S. Zílio, E. Monterio, E. Marega, V. Bagnato, Rev. Fís. Aplic. e Instrum. **6**, 130 (1991)

[44] V. Bagnato, L. Marcassa, Y. Wang, J. Weiner, P. Julienne, Y. Band, Phys. Rev. A **48**, R2523 (1993)

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

[46] F. Shimizu (private communication)

[47] M. Walhout *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 506 (1995)

[48] S. Bali *et al.*, Europhys. Lett. **27**, 273 (1994)

[49] K.-A. Suominen, M. J. Holland, K. Burnett, P. Julienne, Phys. Rev. A **51**, 1446 (1995)

[50] L. D. Landau, Phys. Z. Sowjetunion **2**, 46 (1932)

[51] C. Zener, Proc. R. Soc. London Ser. A **137**, 696 (1932)

[52] B. W. Shore - "Theory of Coherent Atomic Excitation" vol. 1

[53] L. Marcassa, R. Horowicz, J. Weiner, S. Zílio, V. Bagnato - submetido à Phys. Rev. A